

УДК 621.382:620.191.4

ИССЛЕДОВАНИЯ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ НАВЕДЕННОГО ТОКА

© 2021 г. Е. Б. Якимов^{1,2,*}¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия² Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, Москва, Россия

*E-mail: yakimov@iptm.ru

Поступила в редакцию 09.06.2020 г.

После доработки 29.06.2020 г.

Принята к публикации 06.07.2020 г.

Представлен обзор исследований широкозонных полупроводниковых материалов методом наведенного тока (НТ). Проведен анализ основных методов измерения диффузионной длины неравновесных носителей заряда в полупроводниковых структурах методом НТ в растровом электронном микроскопе. Проанализированы экспериментальные измерения диффузионной длины в GaN, Ga₂O₃, 4H-SiC и ZnO. Обсуждается надежность полученных значений. Продемонстрированы возможности метода НТ для выявления дислокаций и исследования их рекомбинационной активности. Обсуждается стратегия достижения высокого латерального разрешения при измерениях методом НТ в кристаллах с субмикронной диффузионной длиной. Приведены примеры влияния облучения низкоэнергетичным электронным пучком на электрические и оптические свойства широкозонных полупроводниковых материалов. Продемонстрированы результаты исследований рекомбинационно-ускоренного скольжения дислокаций в GaN и 4H-SiC при их облучении электронным пучком в растровом электронном микроскопе.

DOI: 10.31857/S0023476121040226

ОГЛАВЛЕНИЕ

- Введение
1. Формирование сигнала в методе наведенного тока
 2. Измерения диффузионной длины
 3. Экспериментальные измерения L
 4. Выявление и исследование протяженных дефектов
 5. Влияние облучение электрическим пучком на электрические свойства широкозонных полупроводников
- Заключение

ВВЕДЕНИЕ

Широкозонные материалы, такие как GaN, SiC и Ga₂O₃, в настоящее время рассматриваются как перспективные, способные заменить кремний в силовой электронике. Кроме того, на их основе можно разрабатывать солнечно-слепые детекторы, детекторы ионизирующего излучения, а на основе GaN созданы эффективные светодио-ды и лазеры. Однако эти материалы содержат много точечных и протяженных дефектов, что обуславливает актуальность разработки методов

их характеристики. Одним из таких методов является метод наведенного тока (НТ или EBIC). Он достаточно давно используется для локальной характеристики полупроводниковых материалов [1–4], области его применения расширяются по мере миниатюризации элементов интегральных схем в связи с возможностью достижения пространственного разрешения в микронном и субмикронном диапазонах. К достоинствам метода НТ следует отнести внутреннее усиление сигнала, обусловленное тем, что каждый первичный электрон рождает большое количество (10^3 – 10^4) электронно-дырочных ($e-h$) пар, вследствие чего шум сигнала в основном определяется флуктуациями тока исходного пучка. Это обстоятельство делает метод НТ одним из наиболее перспективных для субмикронной диагностики. Отметим, что методы растровой электронной микроскопии (РЭМ) позволяют проводить локальные измерения диффузионной длины неравновесных носителей заряда L , что особенно важно для анализа однородности полупроводниковых материалов, а также при исследовании влияния индивидуальных структурных дефектов на параметры полупроводниковых структур. Основные принципы метода НТ изложены в ряде обзоров [1–4], однако в обсуждаемых в настоящей работе широко-

зонных полупроводниковых материалах диффузионная длина, как правило, значительно ниже, чем в традиционных, таких как Si или GaAs. Более того, часто она значительно меньше, чем размеры области генерации неравновесных носителей заряда, что приводит к особенностям [5–9], которые в опубликованных ранее обзорах практически не обсуждались. Поэтому основная часть настоящей работы посвящена обсуждению измерений методом НТ в полупроводниковых материалах с микронными и субмикронными значениями диффузионной длины.

1. ФОРМИРОВАНИЕ СИГНАЛА В МЕТОДЕ НАВЕДЕННОГО ТОКА

Прежде всего следует обсудить основные принципы формирования сигнала в методе НТ. В этом методе сфокусированный электронный пучок РЭМ действует как локальный источник неравновесных $e-h$ -пар. Затем эти неравновесные носители заряда диффундируют внутри образца, часть из них достигает границы области пространственного заряда (ОПЗ) барьера Шоттки или $p-n$ -перехода. Электрическое поле внутри ОПЗ разделяет $e-h$ -пары, что приводит к появлению тока во внешней цепи. Этот механизм аналогичен механизму формирования фототока в фотодиоде, только источником неравновесных носителей заряда выступает не свет, а электронный пучок. Ток, возникающий в результате возбуждения исследуемой структуры сфокусированным электронным пучком, является детектируемым сигналом в методе НТ. При этом переход, играющий роль коллектора, может быть расположен как параллельно, так и перпендикулярно падающему пучку. Величина НТ в общем случае определяется геометрией образца, а также пространственным распределением скоростей генерации и рекомбинации $e-h$ -пар. Для количественных измерений методом НТ необходимо рассчитывать величину собираемого коллектором тока I_c . В случае, когда электронный пучок перпендикулярен площади коллектора, ток может быть представлен в виде [10]:

$$I_c = e \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty g(x, y, z) \psi(x, y, z) dx dy dz, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, $g(x, y, z)$ – функция, описывающая пространственное распределение скорости генерации $e-h$ -пар, $\psi(x, y, z)$ – вероятность собирания неосновных носителей заряда, которая представляет собой ток, собираемый коллектором от единичного заряда, помещенного в точку (x, y, z) . Функцию $g(r, z)$ можно представить в виде [11]:

$$g(r, z) = Gh(z)F(r, z), \quad (2)$$

где r – расстояние от центра пучка, G – полная скорость генерации неравновесных носителей заряда

$$G = E_b I_b (1 - \gamma) / e E_i, \quad (3)$$

где I_b и E_b – соответственно ток пучка и энергия первичных электронов, γ – доля энергии, унесенная обратно рассеянными электронами, E_i – средняя энергия для рождения $e-h$ -пары, e – заряд электрона. Для GaN

$$h(z) = \frac{3 \cdot 207}{R_{\text{Beth}}} \exp[-A(z/R_{\text{Beth}} - 0.11)^2], \quad (4)$$

где R_{Beth} (мкм) = $0.0132 E_b (\text{кэВ})^{1.75}$ – длина пробега по Бете, $A = \begin{cases} 42.8, & z < 0.11 R_{\text{Beth}}, \\ 16.5, & z \geq 0.11 R_{\text{Beth}}. \end{cases}$ [7].

$$F(r, z) = \frac{\exp[-r^2/2\sigma^2(z)]}{2\pi\sigma^2(z)}, \quad (5)$$

где

$\sigma = (0.1d^2 + 2z^3/R_{\text{Beth}}/(1 + 50 \exp(-z/0.03/R_{\text{Beth}})))^{0.5}$, d – диаметр пучка [11]. Это выражение хорошо описывает σ для $z < R_{\text{Beth}}/4$, однако в GaN примерно 3/4 полной энергии пучка поглощается в области $z < R_{\text{Beth}}/4$, так что использование этого выражения вполне оправдано.

Функция $\psi(x, y, z)$ может быть получена из решения однородного диффузионного уравнения [10]:

$$\Delta\psi(x, y, z) - \psi(x, y, z)/L^2(x, y, z) = 0 \quad (6)$$

с граничными условиями $\psi(x, y, W) = 1$ и $\psi \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$, где W – ширина ОПЗ, $L = (D\tau)^{0.5}$ – диффузионная длина неравновесных носителей заряда, D и τ – коэффициент диффузии и время жизни неравновесных носителей заряда соответственно. Для однородных планарных структур с латеральными размерами, существенно превышающими толщину структуры и L , из (6) легко получить, что при $z \geq W$ $\psi(x, y, z) = \exp[-(z - W)/L]$. При $z < W$ обычно предполагается, что $\psi(x, y, z) = 1$, хотя для полупроводников с субмикронными значениями L это не всегда справедливо. Отметим, что, строго говоря, D – коэффициент ам-

биполярной диффузии, равный $D = \frac{n + p}{n/D_h + p/D_e}$,

где n и p – концентрации электронов и дырок соответственно, а D_e и D_h – их коэффициенты диффузии [12, 13]. Из приведенного выражения видно, что D равен коэффициенту диффузии неосновных носителей заряда, как это обычно предполагается, только когда их концентрация много меньше концентрации основных. При больших токах пучка концентрация $e-h$ -пар может превышать концентрацию равновесных носителей заряда. При этом значения n и p становятся сравнимыми, и D начинает зависеть от

уровня инжекции. Следовательно, уравнение (3) становится нелинейным.

2. ИЗМЕРЕНИЯ ДИФфуЗИОННОЙ ДЛИНЫ

Диффузионная длина L является важным параметром, характеризующим качество полупроводникового материала и определяющим характеристики многих полупроводниковых приборов. В частности, это один из основных параметров, определяющих качество материалов для опто- и фотоэлектроники. Среди многих методов, используемых для измерения диффузионной длины, метод НТ считается одним из самых удобных и надежных. Было предложено несколько подходов для измерения диффузионной длины методом ЕВІС [2, 3], все они основаны на измерении зависимости собираемого тока I_c от расстояния между точкой генерации неравновесных носителей и границей ОПЗ. Обычно это расстояние варьируют, перемещая электронный пучок или изменяя глубину проникновения электронов путем изменения их энергии E_b . Отметим, что диффузионную длину можно измерять в структурах с омическими контактами, сравнивая измеренное и рассчитанное распределения сигнала [14, 15]. Однако в этом случае изменения тока происходят за счет изменения сопротивления образца при его облучении электронным пучком, поэтому измеримый сигнал можно получить только в структурах с размерами $\sim L$, т.е. сравнимыми с размером области, в которой изменяется сопротивление.

Для измерения L методом НТ используются три основных подхода. Первый из них основан на измерении спада I_c с увеличением расстояния x от края ОПЗ коллектора, параллельного пучку (так называемая геометрия с нормальным коллектором) [16–18]. Необходимость подготовки поперечного сечения образца является очевидным недостатком этого подхода, тем не менее он достаточно часто используется, особенно для p - n -переходов, поскольку позволяет также определять их глубину. Если скоростью поверхностной рекомбинации S можно пренебречь, для $x > R$, где R – толщина слоя, в котором поглощается 99% энергии первичных электронов (electron range), собираемый ток в этой геометрии просто пропорционален $\exp(-x/L)$. Такое приближение обосновано и при $S < D/L = (D/\tau)^{0.5}$, что часто выполняется в материалах с малой диффузионной длиной. В противном случае величиной S пренебречь нельзя, и выражение, описывающее зависимость $I_c(x)$ для произвольных значений L и S , будет более сложным [16, 18]. Поскольку приведенные в литературе выражения были получены в приближении точечного источника, они применимы только при $x > R$. В случае $L < R$ выполнение этого условия приводит к очень маленьким значениям

собираемого тока. Поэтому для полупроводников с малой диффузионной длиной при расчете, как правило, необходимо учитывать пространственное распределение генерации e - h -пар. Влияние размеров области генерации на $I_c(x)$ было проанализировано в [19, 20], где показано, что при $x > R$ этим влиянием можно пренебречь, но на меньших расстояниях оно может быть существенным. Принимая во внимание, что для GaN при $E_b = 10$ кэВ $R \sim 450$ нм и увеличивается с E_b как $E_b^{1.75}$, для надежных измерений с использованием этого подхода в материалах с субмикронной диффузионной длиной энергия пучка должна выбираться очень тщательно.

Для измерений диффузионной длины в полупроводниковых пленках и планарных структурах очень популярна конфигурация измерений, известная как планарная геометрия [21–24]. Этот метод приобрел популярность главным образом потому, что в случае плоских структур он не требует специальной подготовки образцов. В этом методе ток I_c измеряется на свободной поверхности как функция расстояния x точки падения пучка от края барьера Шоттки или p - n -перехода, перпендикулярного пучку. Аналитическое решение для такой геометрии, описывающее спад $I_c(x)$ в приближении точечного источника для структур с пренебрежимо малой шириной ОПЗ W , было получено в [25]. Однако обычно для подгонки экспериментальных зависимостей в этой геометрии используются гораздо более простые выражения, поскольку, как показано в [24, 26, 27], спад $I_c(x)$ в приближении точечного источника может быть описан асимптотическим выражением

$$I_c(x) = \exp(-x/L)x^{-n} \quad (7)$$

с $n = 1/2$ для $S \rightarrow 0$ и $n = 3/2$ для $S \rightarrow \infty$. Выражение (7) получено в предположении, что $L \gg W$, $x \gg W$, $x \gg L$ и $x \gg R$ [24, 26, 27]. Эти ограничения, особенно последнее, могут быть весьма критичными в случае проводников с субмикронной диффузионной длиной. Однако в большинстве работ это не принималось во внимание, что, как показано в [8], может приводить к завышенным значениям L .

Наиболее подходящий подход для измерения субмикронных длин диффузии основан на измерении зависимости собираемого тока I_c от E_b , когда электронный луч генерирует избыточные носители под коллекторным переходом, расположенным перпендикулярно пучку [28, 29]. Для этого метода не было предложено простых асимптотических выражений для описания зависимости $I_c(E_b)$, поэтому величину L можно получить только путем подгонки экспериментальной зависимости к расчетной. Однако в этом методе поверхностная рекомбинация не влияет на соби-

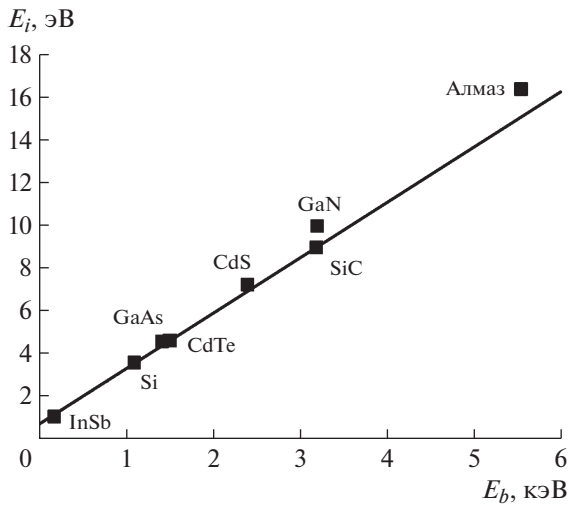


Рис. 1. Зависимость средней энергии для рождения e - h -пары для нескольких полупроводников. Символы – экспериментальные значения из проведенных в настоящей работе измерений и из [34], линия – зависимость, рассчитанная по формуле (12).

раемый ток, и для барьера Шоттки варьируемыми параметрами для подгонки являются только толщина металла t_m , W и L . Если значения t_m и W известны из дополнительных измерений, единственным переменным параметром остается L . Для образца с толщиной много больше L и барьером Шоттки в качестве коллектора измеряемый ток в этой геометрии может быть рассчитан как [8, 30]:

$$I_c = eG \int_{t_m}^W h(z) dz + eG \int_W^\infty h(z) \exp[-(z - W)/L] dz. \quad (8)$$

Легко видеть, что I_c зависит от трех параметров исследуемой структуры – t_m , W и L , следовательно, эти параметры, в принципе, могут быть получены из измерений НТ. При выводе уравнения (8) предполагалось, что рекомбинацией внутри ОПЗ можно пренебречь, и тогда, как отмечено выше, при $z > W$ $\psi(x, y, z) = \exp[-(z - W)/L]$. В полупроводниковых материалах с малой диффузионной длиной и соответственно высокой скоростью рекомбинации такое приближение оправдано только для больших концентраций легирующей примеси. В общем случае для расчета $\psi(z)$ необходимо численно решать однородное диффузионно-дрейфовое уравнение

$$\Delta\psi(r) - \frac{e}{kT} E(r) \nabla\psi(r) - \psi(r)/L^2 = 0, \quad (9)$$

где $E(r)$ – электрическое поле. Функцию $h(z)$ можно получить аппроксимацией одной или двумя функциями Гаусса распределения потерь энергии первичного электрона, рассчитанного методом Монте-Карло. Для GaN полученная та-

ким методом функция $h(z)$ приведена выше (выражение (4)). Для Ga_2O_3 ее можно представить в виде [31]:

$$h(z) = \frac{1.603}{R} \exp\left[-A\left(\frac{z}{R} - 0.22\right)^2\right], \quad (10)$$

где

$$R \text{ (нм)} = 7.34 \cdot E_b \text{ (кэВ)}^{1.75} \text{ и } A = \begin{cases} 12.86, & z < 0.22R \\ 3.97, & z \geq 0.22R \end{cases}$$

Для SiC функция $h(z)$ рассчитана в [32]:

$$h(z) = \frac{1.87}{R_{\text{Beth}}} \exp[-7.94(z/R_{\text{Beth}} - 0.28)^2], \quad (11)$$

где R_{Beth} (мкм) = $0.01825 E_b$ (кэВ)^{1.75}. Для вычисления I_c необходимо рассчитать величину G . Как следует из уравнения (3), для этого необходимо знать величину $(1 - \gamma)/E_i$. В принципе, она может быть получена из подгонки измерений I_c на наиболее эффективных структурах, в которых нет потерь тока на границе раздела металл–полупроводник, поскольку все потери только снижают ее величину. Полученные таким образом значения равны 80 и 110 для GaN и SiC соответственно [32]. Можно также определить γ путем моделирования методом Монте-Карло, а значение E_i получить, используя эмпирическое выражение [33]:

$$E_i = 2.59 E_g + 0.71 \text{ эВ}, \quad (12)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны. На рис. 1 приведены экспериментальные значения E_i , полученные как в настоящей работе из измерений НТ, так и в [34], вместе с прямой, рассчитанной по формуле (12). Видно, что это выражение достаточно хорошо описывает зависимость $E_i(E_g)$ и может использоваться для оценок E_i в материалах, в которых она еще не измерена экспериментально.

Как отмечено выше, уравнения для расчета НТ являются линейными с постоянными коэффициентами только при достаточно низких концентрациях неравновесных носителей заряда Δp . Кроме того, следует учитывать, что в общем случае время жизни τ определяется тремя основными механизмами: безызлучательной рекомбинацией, излучательной рекомбинацией и оже-рекомбинацией. Эти механизмы имеют различную зависимость от концентрации носителей, поэтому измеренное время жизни, а значит и L , также может сильно зависеть от концентрации. Такую зависимость хорошо иллюстрируют измерения времени жизни в Si, легированном Fe [35], в которых τ начинало зависеть от Δp уже при концентрации $\sim 10\%$ от концентрации легирующей примеси. Именно поэтому для количественных измерений необходимо контролировать эту концентрацию. Как показано в [11, 36], при $L > 1$ мкм для оценки Δp можно использовать выражения, полученные для области генерации в виде однородной сферы,

касательной к поверхности [18], и такой же сферы, но с Гауссовым распределением скорости генерации [37]. При $S = \infty$ в первом случае $\Delta p = G/(\pi DR)$, а во втором $-\Delta p = G/(8DR)$. Конечно, эти выражения позволяют оценить только порядки концентрации, поскольку реальная концентрация еще и пространственно неоднородна.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ L

GaN. Измерения L в GaN методом НТ в геометрии с нормальным коллектором [38–41] продемонстрировали достаточно большой разброс значений от 23 нм [41] до 720 нм [39]. Отметим, что, если в [38, 41] условия, необходимые для корректных измерений, по-видимому, были выполнены, в [39] использовались довольно высокая энергия пучка (20 кэВ) и нестандартная процедура обработки сигнала, поэтому большие значения L , полученные в этой работе, могут быть завышены.

В планарной геометрии для L в *n*-GaN получены значения ~ 250 нм и до 3.4 мкм в [42, 43] и [44] соответственно. В *p*-GaN измеренные значения L составляли 200 и 800 нм в [45] и [46] соответственно. Как отмечено выше, в планарной геометрии для использования асимптотических выражений (1) должны выполняться довольно строгие требования. Для большинства структур GaN значения W и L обычно порядка 100 нм, R около 450 нм при $E_b = 10$ кэВ и около 1.6 мкм при $E_b = 20$ кэВ. Принимая во внимание, что измерения в этой геометрии, как правило, проводились при $E_b = 10$ кэВ и даже выше ($E_b = 10\text{--}30$ кэВ в [42, 43, 45] и $15\text{--}25$ кэВ [44]), выполнить условие $x \gg R$ довольно трудно из-за значительного уменьшения сигнала на таких расстояниях. Как показано в [27], даже при $x > R$ использование выражения (7) для обработки результатов при $x < 3L$ может привести к 25%-ному завышению значения L . По-видимому, это и является причиной того, что самые большие значения L в GaN, превышающие 1 мкм, были получены именно этим методом. Более того, как показано в [43], значение L , полученное из расчета моментов профиля НТ [24], оказалось примерно в 2 раза меньше значения, полученного из зависимости $I_c(x)$ в планарной геометрии. Исследования [8] показали, что для получения корректных значений L этим методом E_b не должна превышать 5 кэВ при $L = 210$ нм, а при $L = 120$ нм даже при $E_b = 5$ кэВ значения L получаются завышенными.

Отметим, что измеренные профили как в конфигурации с нормальным коллектором, так и в планарной геометрии чувствительны к эффектам поверхностного заряда, которые могут быть дополнительной причиной значительного завышения значений L , получаемых из спада $I_c(x)$. Ярким примером такого эффекта является изображение

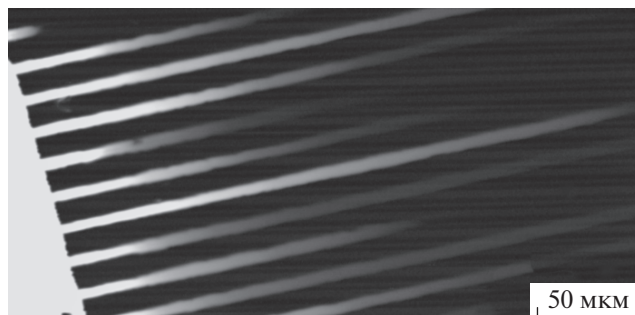


Рис. 2. Изображение барьера Шоттки (в левом нижнем углу) на GaN, выращенного методом латерального зарастивания. Длинные светлые линии – изображение границ сращивания вне барьера Шоттки.

барьера Шоттки на пленке *n*-GaN, выращенной методом латерального зарастивания (рис. 2). В этом методе GaN растет вертикально над щелями в маске SiO₂, а между ними вдоль маски. При этом пленки, растущие в противоположных направлениях, сращиваются на середине расстояния между щелями, образуя дефектную границу сращивания. На рис. 2 видно, что $I_c(x)$ спадает очень медленно вдоль границ сращивания (длинные яркие линии) и очень быстро между ними. Формальная подгонка этих профилей зависимостью (7) дает эффективную длину диффузии 90 мкм для границ сращивания и более вероятное значение около 250 нм между ними. Чрезвычайно медленное затухание интенсивности собираемого тока было объяснено в предположении, что границы сращивания в *n*-GaN заряжены [47, 48]. Электрическое поле вблизи заряженной границы разделяет электроны и дырки, подавляя их рекомбинацию. Кроме того, неосновные носители притягиваются к границе, локально уменьшая изгиб зон, что приводит к появлению электрического поля вдоль границы и дополнительно повышает вероятность сбора неравновесных носителей. Подобное поведение наблюдалось на структурах *n-i-p-i*, в которых было обнаружено гигантское усиление транспорта неравновесных носителей заряда [49].

Значения L , полученные в GaN путем подгонки экспериментальных зависимостей $I_c(E_b)$, приведены в [47, 50–55]. Для различных структур были получены значения в диапазоне от 70 до 400 нм, при этом обнаружена хорошая корреляция между значениями L и плотностью протяженных дефектов. Отметим, что метод определения L из подгонки зависимости $I_c(E_b)$ позволяет проводить измерения в областях размером несколько микрометров. Так, в пленках GaN, выращенных методом латерального зарастивания, было обнаружено, что области, растущие вертикально и латерально, различаются не только

значениями L , но и концентрациями легирующей примеси [47, 53]. Также показано, что в пленках GaN, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии, локальные значения L могут различаться вдвое [8] даже в областях размером порядка 10 мкм.

β -Ga₂O₃. Почти все измерения диффузионной длины в β -Ga₂O₃ проводились методом НТ, только в [56] она оценивалась из измерений нестационарной фотоэлектродвижущей силы. Исследуемые образцы включали в себя как монокристаллы, так и эпитаксиальные слои, выращенные разными методами. Исследовалось и влияние облучения высокоэнергетичными частицами или электронами, а также плазменной обработки на диффузионную длину [31, 57–64]. Показано, что в зависимости от метода выращивания и технологической обработки значения L варьируются в диапазоне от 50 [61] до 600 нм [59]. Поэтому, как обсуждалось выше, для измерения диффузионной длины метод, основанный на измерении зависимости $I_c(E_b)$, дает наиболее надежные значения.

Протяженные дефекты не могут быть причиной субмикронных значений L в β -Ga₂O₃, поскольку их плотность слишком мала. Наблюдаемая зависимость L от радиационного облучения или плазменного травления также свидетельствует о том, что за малые значения L в β -Ga₂O₃ ответственны точечные дефекты. Действительно, в [61, 62] показано, что L уменьшается более чем в 2 раза после обработки в плазме Ag или H. Облучение высокоэнергетичными электронами или протонами также приводит к снижению значений L [59, 60]. В [59] наблюдалась достаточно хорошая корреляция между уменьшением L при облучении протонами и увеличением концентрации дефектов E_3 с энергетическим уровнем $E_c = 0.95$ – 1.05 эВ. Однако природа точечных дефектов, ответственных за малую диффузионную длину в β -Ga₂O₃, до сих пор полностью не выяснена. Тем не менее обнаруженная зависимость L от облучения позволяет использовать ее измерения для мониторинга повреждений, вносимых технологическими обработками, и процесса отжига этих повреждений.

Другим интересным вопросом в β -Ga₂O₃ является автолокализация дырок и ее влияние на перенос неравновесных носителей заряда. В настоящее время широко распространено мнение, что дырки в β -Ga₂O₃ образуют локализованные поляроны, в которых они локализируются на искажениях решетки. Это утверждение в основном вытекает из теоретических расчетов поведения дырок в валентной зоне [65, 66], которые предсказывают, что подвижность дырок в β -Ga₂O₃ очень мала и при комнатной температуре может быть оценена как 10^{-6} см²/(В с). Экспериментальные исследо-

вания стабильности автолокализованных экситонов дали противоречивые результаты. Так, широкая полоса излучения фотолюминесценции с большим стоксовым сдвигом и форма хвоста Урбаха в спектрах поглощения рассматривались в [67] как свидетельство образования автолокализованных экситонов в β -Ga₂O₃. Был сделан вывод о том, что автолокализованные экситоны стабильны в β -Ga₂O₃ вплоть до комнатной температуры. В [68] большой коэффициент усиления фотопроводимости фотодиодов Шоттки на основе β -Ga₂O₃ объяснялся снижением эффективной высоты барьера из-за накопления автолокализованных дырок вблизи контакта Шоттки. Однако эти эксперименты нельзя рассматривать как доказательство наличия автолокализованных дырок, поскольку в соответствии с моделью, предложенной в [69], для такого эффекта достаточно наличия любых глубоких акцепторных ловушек вблизи границы раздела металл–полупроводник. В [70] наблюдаемый спектр электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) приписан автолокализованным дыркам и показано, что они стабильны только при низких температурах, а нагрев до температур выше 90 К разрушает их. Вероятно, поэтому энергия связи автолокализованных дырок много меньше, чем предсказанная теорией, и вопрос о стабильности при комнатной температуре автолокализованных дырок и автолокализованных экситонов, состоящих из автолокализованной дырки и связанного электрона, является дискуссионным [58, 71]. Более того, как обсуждалось в [58, 71], результаты измерений методом НТ противоречат предположению об автолокализованных неподвижных дырках. Действительно, в геометрии, в которой образец возбуждается электронным пучком через барьер Шоттки, измеряемый ток состоит из двух компонентов: электронов и дырок, генерируемых внутри ОПЗ, и дырок, генерируемых в квазинейтральной области и диффундирующих к ОПЗ. Нетрудно оценить, что при нулевом смещении и E_b , превышающей 25 кэВ, концентрации доноров 10^{17} см⁻³ и $L = 450$ нм первая компонента не превышает 20% от полного измеренного тока. Это означает, что по крайней мере 80% собираемого тока определяется дырками, генерируемыми вне ОПЗ и диффундирующими к ней, что противоречит предположению об их автолокализации. Кроме того, в планарной геометрии, когда измеряемый ток полностью определяется подвижными дырками, он существенно превышает ток пучка даже на расстояниях от границы ОПЗ, в несколько раз превышающих размер функции генерации.

Экспериментально подвижность дырок в β -Ga₂O₃ измерена в [72], где при 300 К получено значение 0.2 см² В⁻¹ с⁻¹, что соответствует коэффициенту диффузии 5×10^{-3} см² с⁻¹. Гораздо более высокие

значения около $200 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ для подвижности и $5 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ для коэффициента диффузии получены в [60], где L измерено методом НТ, а τ получено из спада интенсивности катодoluminesценции после импульсного возбуждения. Эти значения представляются слишком большими, поскольку они сопоставимы с подвижностью и коэффициентом диффузии электронов [73]. Причиной такого высокого значения подвижности может быть завышенное значение L , поскольку, как показано в [8, 31, 55], измерения длины диффузии в планарной геометрии могут привести к ее переоценке, особенно при высоких энергиях пучка. Тем не менее, как показано выше, измеренные значения L имеют порядок 100 нм (в некоторых работах он даже больше). Для τ значения ~ 1 нс получены во множестве работ. Предполагая $L = 100$ нм и $\tau = 1$ нс, коэффициент диффузии D и подвижность можно оценить как $0.1 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ и $4 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ соответственно, что на несколько порядков больше значений, предсказанных теорией.

SiC. В эпитаксиальных слоях 4Н-SiC n -типа проводимости диффузионная длина измерялась в [74]. При комнатной температуре получено значение ~ 3 мкм и обнаружено, что L экспоненциально увеличивалась с повышением температуры с энергией активации 68 ± 4 мэВ. Проведенные измерения показали, что значения L могут варьироваться от 15 мкм в слабелегированных кристаллах до 300 нм в кристаллах с концентрацией доноров $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. На рис. 3 представлены измеренные зависимости $I_c(E_b)$ для кристаллов с L , равным 0.3 и 8 мкм. Максимумы зависимостей наблюдаются при разных энергиях из-за разной толщины металла, что демонстрирует возможность оценки толщины металла.

ZnO. В кристаллах ZnO диффузионная длина измерялась как в n -, так и в p -типе. В n -ZnO получено значение 430 нм при комнатной температуре [75]. Показано, что L экспоненциально увеличивается с повышением температуры с энергией активации 45 ± 2 мэВ. В p -ZnO получено значение 500 нм при комнатной температуре и L экспоненциально увеличивалась с повышением температуры с энергией активации 184 ± 10 мэВ [76]. В нанопроводах p -ZnO диффузионная длина была порядка нескольких микрометров при комнатной температуре и также возрастала с энергией активации 74 ± 5 мэВ [77]. Отметим, что в пленках измерения проводились в планарной геометрии. И если в p -ZnO использовалась энергия 5 кэВ, то в n -ZnO измерения проводились при энергии 20 кэВ, так что не исключено, что измеренные значения L были завышены.

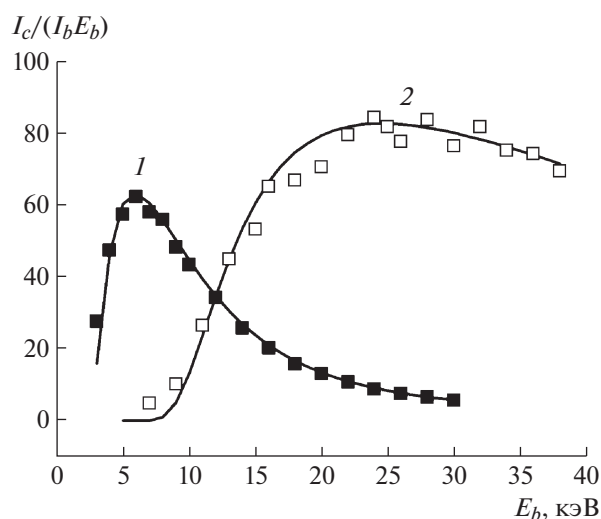


Рис. 3. Измеренные (символы) и рассчитанные (линии) зависимости $I_c(E_b)$: 1 – $t_m = 15$ нм, $W = 15$ нм, $L = 300$ нм; 2 – $t_m = 100$ нм, $W = 200$ нм, $L = 8$ мкм.

4. ВЫЯВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОТЯЖЕННЫХ ДЕФЕКТОВ

Электрически активные протяженные дефекты, такие как дислокации и границы зерен, в большинстве случаев повышают скорость рекомбинации неравновесных носителей заряда, что приводит к уменьшению собираемого тока и позволяет выявлять эти дефекты в режиме НТ. В качестве примера на рис. 4 и 5 приведены изображения дислокаций в GaN и 4Н-SiC в режиме НТ. Видно, что с дислокациями связан темный контраст, т.е. они локально повышают скорость рекомбинации. Величина контраста дислокаций зависит от многих факторов, но в одном и том же образце для дислокаций, перпендикулярных поверхности, чем выше контраст, тем выше рекомбинационная активность. Это позволяет качественно сравнивать активность дислокаций разного типа. Так, в [78, 79] показано, что контраст винтовых проникающих дислокаций в 4Н-SiC больше, чем контраст краевых. В p - n -переходах поведение дислокаций в 4Н-SiC оказалось более сложным [80, 81]. Было обнаружено, что если при нулевом напряжении контраст винтовых дислокаций темный, а краевых – светлый, то при обратном напряжении контраст винтовых дислокаций уменьшается, а краевых – становится светлым. Светлый контраст, т.е. повышение НТ, объяснялся гетерированием примесей дислокаций.

В биполярных диодах на основе 4Н-SiC деградация параметров в процессе работы обусловлена генерацией и расширением дефектов упаковки. Это расширение происходит за счет рекомбинационно-ускоренного скольжения частичных дислокаций [82], которое может происходить только

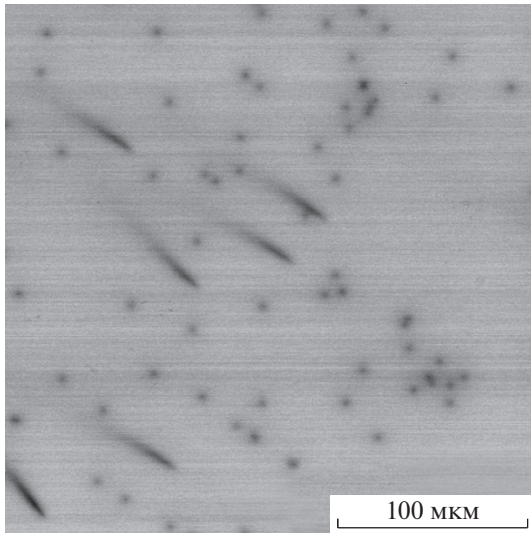


Рис. 4. Изображение 4H-SiC в режиме НТ. Видны дислокации как перпендикулярные, так и наклонные к поверхности.

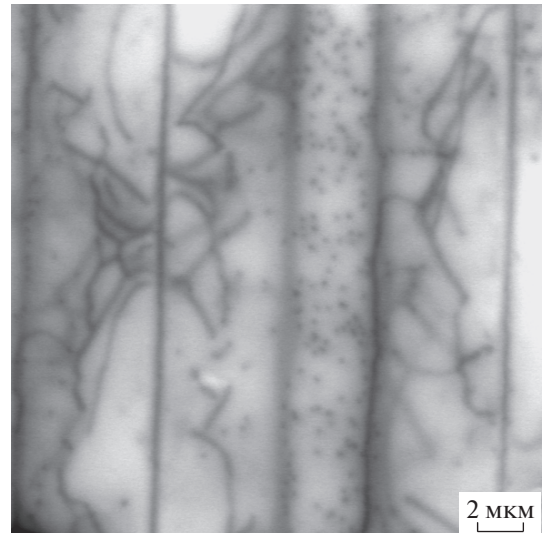


Рис. 5. Изображение пленки GaN, выращенной методом латерального зарастивания, в режиме НТ. Вертикальная полоса в центре – область над щелью с плотностью дислокаций $\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$. Две вертикальные линии – границы срашивания. В областях латерального роста плотность проникающих дислокаций мала, однако выявляются дислокации, параллельные поверхности (изогнутые линии).

при наличии в ядре дислокации центров рекомбинации. Этот эффект в основном наблюдался для частичных дислокаций с ядром Si, что позволяет предположить, что дислокации с ядрами Si и С имеют разную электрическую активность. Однако в [83, 84] показано, что оба типа частичных дислокаций демонстрируют практически одинаковый контраст, а в [85] показано, что контраст дислокаций с ядром С даже больше. Отметим, что дефекты упаковки в 4H-SiC дают светлый контраст в режиме НТ [85, 86], что, как и в случае границ срашивания в GaN, объяснялось пространственным разделением электронов и дырок вблизи дефекта упаковки [86]. Еще один механизм формирования необычного светлого контраста в режиме НТ обнаружен в светоизлучающих структурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN [56]. Было показано, что он обусловлен повышением вероятности туннелирования вдоль протяженных дефектов.

Измерения методом НТ позволяют получить и количественную информацию о свойствах протяженных дефектов. Обычно для этого измеряют контраст $C(r) = 1 - I_c(r)/I_{c_0}$, где $I_c(r)$ и I_{c_0} – значения НТ при положении сфокусированного электронного пучка на расстоянии r от дефекта и вдали от него соответственно. Для количественного описания контраста дислокаций в режиме НТ в [87, 88] предложена модель, в которой дислокация аппроксимировалась цилиндром с радиусом r_d и временем жизни τ_d внутри него, отличным от времени жизни в объеме. В рамках этой модели рекомбинационные свойства незаряженных дефектов можно характеризовать их рекомбинационной активностью $\gamma_d = V_d(1/\tau_d - 1/\tau_b) \approx V_d/\tau_d$,

где V_d – объем, в котором дефект изменяет скорость рекомбинации, τ_d и τ_b – время жизни неравновесных носителей заряда в области дефекта и в объеме соответственно. Для дислокации эта величина является одномерным аналогом скорости поверхностной рекомбинации [89] и ее можно представить как

$$\gamma_d = \pi r_d^2(1/\tau_d - 1/\tau_b) \approx \pi r_d^2/\tau_d = N_{\text{tot}}\sigma v_{\text{th}}, \quad (13)$$

где N_{tot} – линейная плотность ловушек вдоль дислокации, σ – их сечение захвата, v_{th} – тепловая скорость неосновных носителей заряда. В рамках такой модели для дислокации, расположенной на глубине z_0 параллельно барьеру Шоттки, при малой ширине ОПЗ ($W \ll z_0$ и $W \ll R$) максимум контраста дислокации C_{max} можно рассчитать как [88]:

$$C_{\text{max}} = \frac{\gamma_d}{1 + \frac{\gamma_d}{2\pi D} [\ln(2z_0/r_d) + 1/2]} \times \frac{\exp(-z_0/L_b) \int_{-\infty}^{\infty} p_0(0, y, z_0) dy}{I_{c_0}}, \quad (14)$$

где $p_0(0, y, z_0)$ – концентрация неосновных носителей в точке $(0, y, z_0)$ образца без дислокации, L_b – диффузионная длина вдали от дислокации. Электронный пучок падает на поверхность в точке $(0, 0, 0)$, а ось Y параллельна дислокации. Если пренебречь W нельзя, (14) следует переписать как [5]:

$$C_{\max} = \frac{\gamma_d}{1 + \frac{\gamma_d}{2\pi D} \{\ln[2(z_0 - W)/r_d] + 1/2\}} \times \exp[-(z_0 - W)/L_b] \int_{-\infty}^{\infty} p_0(0, y, z_0) dy \times \frac{1}{I_{c0}}. \quad (15)$$

Легко видеть, что в общем случае зависимость C_{\max} от γ_d нелинейная и может быть аппроксимирована линейной зависимостью только при малых значениях γ_d . Но даже в этом случае соотношение C_{\max}/γ_d может существенно зависеть от W . При достаточно больших γ_d соотношение между C_{\max} и γ_d зависит не только от z_0 и W , но и от r_d . Отметим, что при увеличении W контраст уменьшается вследствие уменьшения $p_0(0, y, z_0)$, поэтому в общем случае малая величина измеренного контраста совсем не означает, что γ_d также достаточно мало и, следовательно, не гарантирует применимость линейного приближения.

Для дислокаций, перпендикулярных поверхности, таких как проникающие дислокации в GaN, связь между C_{\max} и γ_d может быть получена путем численного моделирования [90] или с помощью выражения, полученного в [89] для вероятности собирания в кристалле с дислокацией:

$$\psi(r, z) = \psi_0(z) + \frac{1}{\pi} \int_{\frac{r}{W}}^{\infty} \frac{\gamma_d k}{\pi D \mu^2} \times \frac{K_0(\mu r) + I_0(\mu r) K_1(\mu a)/I_1(\mu a)}{1 + \frac{\gamma_d}{\pi D} \left[\frac{1 - \mu r_d K_1(\mu r_d)}{\mu^2 r_d^2} + \frac{I_1(\mu r_d) K_1(\mu a)}{\mu r_d I_1(\mu a)} \right]} \times \sin(kz) dk, \quad (16)$$

где $\psi_0(z)$ – вероятность собирания вдали от дислокации, $\mu = (k^2 + 1/L_b^2)^{0.5}$, $I_{0,1}$ и $K_{0,1}$ – модифицированные функции Бесселя и Ганкеля нулевого и первого порядка соответственно, a – половина среднего расстояния между дислокациями. Для границы зерна эта величина может быть рассчитана как [91]:

$$\psi(r, z) = \psi_0(z) + \frac{2S}{\pi D} \int_{\frac{r}{W}}^{\infty} \frac{k \exp(-\mu|x|) \sin(kz) dk}{\mu^2(2\mu + 2S/D)}, \quad (17)$$

где S – скорость поверхностной рекомбинации на границе зерна, x – расстояние электронного пучка до границы. Используя эти выражения, можно рассчитать НТ и контраст. Видно, что выражения (16) и (17) позволяют рассчитать не только C_{\max} , но и зависимость $C(r)$, т.е. профиль контраста.

Приведенные выше выражения были получены для незаряженного дефекта. Для заряженного дефекта необходимо учитывать влияние форми-

рующегося вокруг него барьера на скорость рекомбинации. Такая модель для дислокации анализировалась в [92]. Следует учитывать, что облучение электронным пучком приводит к понижению барьера за счет захвата неосновных носителей заряда и его влияние при не слишком малых токах пучка может в значительной степени нивелироваться.

Как показано в [93], латеральное разрешение в методе НТ при исследовании протяженных дефектов в кремнии слабо зависит от L и в основном определяется размерами области генерации. Поэтому разрешение повышается при уменьшении энергии электронного пучка. Однако при исследовании пленок GaN обнаружено [5, 50, 90, 95], что отдельные дислокации разрешаются даже при их плотности, превышающей 10^9 см^{-2} . При этом плотность дислокаций, выявленных методом НТ, хорошо коррелировала с плотностью, оцененной из измерений методами рентгеновской дифрактометрии [50]. Более того, латеральное разрешение улучшалось при повышении энергии пучка [96], что противоречило общепринятым представлениям. При этом дислокации в режиме НТ давали темный контраст, следовательно, дислокации в GaN повышают скорость рекомбинации в прилегающих к ним областях. Как показано в [50, 94], из малой ширины контраста и ее уменьшения с увеличением энергии электронов следует, что диффузионная длина неравновесных носителей заряда L в исследованных образцах существенно меньше размеров области генерации и именно она определяет ширину контраста. Действительно, в этом случае рожденные пучком неравновесные носители заряда собираются коллекторным переходом только из узкой приповерхностной области, где пучок еще существенно не уширяется и где его ширина пропорциональна $(z^3/R)^{1/2}$, т.е. уменьшается при повышении энергии электронов. Отмеченное соотношение между шириной дислокационного контраста и диффузионной длиной, казалось бы, открывает возможности для определения диффузионной длины из ширины контраста. Однако ширина контраста зависит также от ширины ОПЗ [96], поэтому в реальности ситуация не такая простая. Тем не менее расчет полного профиля контраста дислокации в режиме НТ, например, с помощью (16) и сравнение его с измеренным профилем позволяют получить значения L в области между дислокациями, достаточно хорошо коррелирующие со значениями, полученными другими методами [8, 50]. Таким образом, моделирование дислокационного контраста в режиме НТ показывает, что значения ширины контраста на полувывоте, существенно меньшие R , указывают на субмикронные значения диффузионной длины. При этом в кристаллах с такой диффузионной длиной при определенных условиях можно выяв-

лять отдельные дислокации при их плотности, превышающей 10^8 – 10^9 см⁻², и оценивать их рекомбинационную активность.

Рекомбинационная активность проникающих дислокаций в GaN исследована в [9], было обнаружено, что она зависит от концентрации легирующей примеси, что может свидетельствовать о том, что проникающие дислокации в GaN заряжены. В то же время корреляции между диффузионной длиной и рекомбинационной активностью дислокаций не обнаружено. Если рекомбинационная активность протяженных дефектов измерена, можно рассмотреть их влияние на эффективную диффузионную длину как функцию плотностью дефектов с помощью процедур, предложенных в [97] для границ зерен и в [89] для дислокаций. Как показано с помощью таких расчетов в [8, 94, 98], измеренная в GaN диффузионная длина определяется не дислокациями, а некоторыми другими дефектами. Точечные дефекты, которые могут определять субмикронные значения диффузионной длины в GaN, обсуждались в [99, 100].

5. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

При повышении пространственного разрешения при анализе полупроводниковых структур в РЭМ неизбежно увеличивается доза облучения. Несмотря на то что энергия электронов в РЭМ не превышает 40 кэВ и недостаточна для генерации собственных точечных дефектов путем выбивания атомов, при больших дозах облучения начинают работать различные подпороговые механизмы. Поэтому исследование влияния облучения низкоэнергетичным электронным пучком (ЛЕЕВИ) и выяснение механизмов этого явления очень важны для корректной характеристики полупроводниковых наноструктур. Исследования ЛЕЕВИ имеют долгую историю и наблюдались во многих материалах, в том числе широкозонных. Так, в ZnO облучение электронным пучком не влияло на спектр катодолюминесценции, однако интенсивность люминесценции существенно изменялась, при этом при малых дозах облучения возрастала [101–103], что объяснялось реакциями десорбции на поверхности. Большое количество работ посвящено исследованию влияния облучения электронным пучком на электрические и оптические свойства GaN и структур на его основе. Прежде всего следует отметить стимулированные облучением диссоциации пар Mg–H [104, 105], что привело к созданию первых *p–n*-переходов в GaN. Кроме того, в GaN обнаружено влияние облучения электронным пучком на интенсивность люминесценции [102, 106–108]. Более интересные результаты получены на светоизлучающих структурах с множественными квантовыми яма-

ми InGaN/GaN. Обнаружено, что облучение электронным пучком не только значительно повышает интенсивность люминесценции квантовых ям InGaN, но и смещает их спектр излучения в сторону больших энергий [109–114]. ЛЕЕВИ приводило и к изменению скорости рекомбинации в таких структурах, что проявлялось в изменении зависимости $I_c(E_b)$, при этом скорость рекомбинации изменялась, как в верхнем *p*-слое, так и в активной области с квантовыми ямами, что объяснялось диссоциацией пар Mg–H и пассивацией центров рекомбинации освобожденным водородом [112].

ЛЕЕВИ может стимулировать перестройку и диффузию как точечных, так и протяженных дефектов, в частности стимулировать скольжение дислокаций (рекомбинационно-ускоренное скольжение дислокаций (REDG) [82]). В большинстве полупроводниковых кристаллов дислокациям для перемещения необходимо преодолеть барьер, так называемый барьер Пайерлса, величина которого, как правило, порядка или больше 1 эВ. Если на дислокации присутствуют центры безызлучательной рекомбинации, которые могут направить всю или часть энергии, освобожденной при рекомбинации, на преодоление барьера Пайерлса, ее подвижность может существенно возрасть при облучении. Очевидно, что в широкозонных полупроводниках вероятность этого процесса повышается, поскольку в таких материалах увеличивается энергия, выделяемая при рекомбинации. В кристаллах GaN эффект REDG наблюдался в основном методом НТ как для базисных дислокаций, так и для дислокаций, скользящих в призматических или пирамидальных плоскостях [115–118]. В 4H-SiC REDG наблюдался только для частичных дислокаций [84, 119–123]. Однако в 4H-SiC исследования этого эффекта имеют большое практическое значение, поскольку REDG в условиях инжекции неравновесных носителей заряда приводит к росту дефектов упаковки и деградации параметров мощных *p–n*-переходов в процессе их работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен обзор исследований широкозонных полупроводниковых материалов методом наведенного тока. Проведен анализ основных методов измерения диффузионной длины неравновесных носителей заряда в полупроводниковых структурах этим методом. Особое внимание уделено измерениям субмикронных значений диффузионной длины. Продемонстрированы возможности метода НТ для выявления дислокаций и исследования их рекомбинационной активности. Обсуждается стратегия достижения высокого латерального разрешения в кристаллах с субмикронной диффузионной длиной при таких иссле-

дованиях. Приведены примеры исследований методом НТ кристаллов GaN, Ga₂O₃, 4H-SiC и ZnO. Обсуждается влияние облучения низкоэнергетичным электронным пучком на электрические и оптические свойства широкозонных полупроводниковых материалов. В качестве примера приведены результаты исследований рекомбинационно-ускоренного скольжения дислокаций в GaN и 4H-SiC при их облучении электронным пучком в растровом электронном микроскопе, а также результаты исследований влияния облучения на оптические свойства светоизлучающих структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN.

Работа частично выполнена в рамках госзадания 075-00355-21-00.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hanoka J.I., Bell R.O. // Ann. Rev. Mater. Sci. 1981. V. 11. P. 353.
2. Leamy H.J. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. R51. <https://doi.org/10.1063/1.331667>
3. Yakimov E. // Scanning Microscopy. 1992. V. 6. P. 81.
4. Якимов Е.Б. // Завод. лаб. 2002. Т. 68. С. 63.
5. Yakimov E.B. // J. Phys.: Condens. Matter. 2002. V. 14. P. 13069. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/48/352>
6. Якимов Е.Б. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исследования. 2004. № 3. С. 65.
7. Yakimov E.B., Borisov S.S., Zaitsev S.I. // Физика и техника полупроводников. 2007. Т. 41. С. 426.
8. Yakimov E.B. // J. Alloys Compd. 2015. V. 627. P. 344. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2014.11.229>
9. Yakimov E.B., Polyakov A.Y., Lee In-Hwan, Pearton S.J. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 161543. <https://doi.org/10.1063/1.4995580>
10. Donolato C. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. P. 270. <https://doi.org/10.1063/1.95654>
11. Якимов Е.Б. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исследования. 2018. № 10. С. 66. <https://doi.org/10.1134/S0207352818100219>
12. Beck M., Streb D., Vitzethum M. et al. // Phys. Rev. B 2001. V. 64. P. 085307. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.085307>
13. Bicknell W.E. // Infrared Phys. Technol. 2002. V. 43. P. 39. [https://doi.org/10.1016/S1350-4495\(01\)00123-2](https://doi.org/10.1016/S1350-4495(01)00123-2)
14. Вергелес П.С., Крапухин В.В., Якимов Е.Б. // Физика и техника полупроводников. 2007. Т. 41. С. 242.
15. Krapukhin V.V., Vergeles P.S., Yakimov E.B. // Физика и техника полупроводников. 2007. Т. 41. С. 422.
16. Van Roosbroeck W. // J. Appl. Phys. 1955. V. 26. P. 380. <https://doi.org/10.1063/1.1722002>
17. Higuchi H., Tamura H. // Jpn. J. Appl. Phys. 1965. V. 4. P. 316. <https://doi.org/10.1143/JJAP.4.316>
18. Berz F., Kuiken H.K. // Solid-State Electron. 1976. V. 19. P. 437. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(76\)90003-4](https://doi.org/10.1016/0038-1101(76)90003-4)
19. Donolato C. // Solid-State Electron. 1982. V. 25. P. 1077. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(82\)90144-7](https://doi.org/10.1016/0038-1101(82)90144-7)
20. Luke K.L., von Roos O., Cheng L. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. P. 1978. <https://doi.org/10.1063/1.334382>
21. Ioannou D.E., Dimitriadis C.A. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1982. V. ED-29. P. 445.
22. Kuiken H.K., van Opdorp C. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. P. 2077. <https://doi.org/10.1063/1.334400>
23. Artz B.E. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. P. 2886. <https://doi.org/10.1063/1.335225>
24. Donolato C. // Solid-State Electron. 1985. V. 28. P. 1143. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(85\)90195-9](https://doi.org/10.1016/0038-1101(85)90195-9)
25. Boersma J., Indenkleeff J.J.E., Kuiken H.K. // J. Eng. Math. 1984. V. 18. P. 315. <https://doi.org/10.1007/BF00042845>
26. Holloway H. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 3669. <https://doi.org/10.1063/1.332917>
27. Luke K.L. // J. Appl. Phys. 1996. V. 80. P. 5775. <https://doi.org/10.1063/1.363633>
28. Wu C.J., Wittry D.B. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 2827. <https://doi.org/10.1063/1.325163>
29. Chi J.Y., Gatos H.C. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 3433. <https://doi.org/10.1063/1.326336>
30. Yakimov E.B., Privezentsev V.V. // J. Mater. Sci: Mater. Electron. 2008. V. 19. P. S277. <https://doi.org/10.1007/s10854-008-9730-1>
31. Yakimov E.B., Polyakov A.Y., Smirnov N.B. et al. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. 185704. <https://doi.org/10.1063/1.5027559>
32. Svintsov A.A., Krasnov A.A., Polikarpov M.A. et al. // Appl. Radiat. Isot. 2018. V. 137. P. 184. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2018.04.010>
33. Kobayashi, T. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 21. P. 150. <https://doi.org/10.1063/1.1654321>
34. Klein C. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. P. 2029. <https://doi.org/10.1063/1.1656484>
35. Palais O., Yakimov E., Martinuzzi S. // Mater. Sci. Eng. B. 2002. V. 91–92. P. 216. [https://doi.org/10.1016/S0921-5107\(01\)00998-9](https://doi.org/10.1016/S0921-5107(01)00998-9)
36. Yakimov E.B. // Phys. Status Solidi. C. 2017. V. 14. P. 1600266. <https://doi.org/10.1002/pssc.201600266>
37. Davidson S.M., Dimitriadis C.A. // J. Microsc. 1980. V. 118. P. 275. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2818.1980.tb00274.x>
38. Gonzalez J.C., Bunker K.L., Russell P.E. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 79. P. 1567. <https://doi.org/10.1063/1.1400075>
39. Matoussi A., Boufaden T., Guermazi S. et al. // Phys. Status Solidi. B. 2003. V. 240. P. 160. <https://doi.org/10.1002/pssb.200301870>
40. Kumakura K., Makimoto T., Kobayashi N. et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. P. 052105. <https://doi.org/10.1063/1.1861116>

41. Moldovan G., Kazemian P., Edwards P.R. et al. // *Ultramicroscopy*. 2007. V. 107. P. 382.
<https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2006.10.002>
42. Bandić Z.Z., Bridger P.M., Piquette E.C., McGill T.C. // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 72. P. 3166.
<https://doi.org/10.1063/1.121581>
43. Grazzi C., Albrecht M., Strunk H.P. et al. // *Solid State Phenomena*. 2002. V. 82–84. P. 807.
<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/SSP.82-84.807>
44. Chernyak L., Osinsky A., Temkin H. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 69. P. 2531.
<https://doi.org/10.1063/1.117729>
45. Bandić Z.Z., Bridger P.M., Piquette E.C., McGill T.C. // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 73. P. 3276.
<https://doi.org/10.1063/1.122743>
46. Chernyak L., Burdett W., Osinsky A. // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. P. 1633.
<https://doi.org/10.1063/1.1503407>
47. Yakimov E.B., Vergeles P.S., Polyakov A.Y. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90. P. 152114.
<https://doi.org/10.1063/1.2722668>
48. Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Govorkov A.V. et al. // *J. Vac. Sci. Technol. B*. 2008. V. 26. P. 990.
<https://doi.org/10.1116/1.2919148>
49. Gulden K.H., Kiesel P., Riel P., Dohler G.H. // *Surf. Sci.* 1992. V. 267. P. 566.
[https://doi.org/10.1016/0039-6028\(92\)91201-L](https://doi.org/10.1016/0039-6028(92)91201-L)
50. Shmidt N.M., Soltanovich O.A., Usikov A.S. et al. // *J. Phys: Condens. Matter*. 2002. V. 14. P. 13285.
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/48/379>
51. Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Govorkov A.V. et al. // *J. Electron. Mater.* 2007. V. 36. P. 1320.
<https://doi.org/10.1007/s11664-007-0203-8>
52. Shmidt N.M., Vergeles P.S., Yakimov E.B. // *Физика и техника полупроводников*. 2007. Т. 41. С. 501.
53. Yakimov E.B., Vergeles P.S., Polyakov A.Y. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 92. P. 042118.
<https://doi.org/10.1063/1.2840190>
54. Lee I.-H., Polyakov A.Y., Smirnov N.B. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. P. 212107.
<https://doi.org/10.1063/1.3593957>
55. Yakimov E.B. // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2016. V. 55. P. 05FH04.
<https://doi.org/10.7567/JJAP.55.05FH04>
56. Bryushinin M.A., Sokolov I.A., Pisarev R.V. et al. // *Opt. Express*. 2015. V. 23. P. 32736.
<https://doi.org/10.1364/OE.23.032736>
57. Yang J., Ren F., Khanna R. et al. // *J. Vac. Sci. Technol. B*. 2017. V. 35. P. 051201.
<https://doi.org/10.1364/OE.23.032736>
58. Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Shchemerov I.V. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 112. P. 032107.
<https://doi.org/10.1063/1.5012993>
59. Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Shchemerov I.V. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 113. P. 092102.
<https://doi.org/10.1063/1.5049130>
60. Lee J., Flitsiyen E., Chernyak L. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 112. P. 082104.
<https://doi.org/10.1063/1.5049130>
61. Polyakov A.Y., Lee I.-H., Smirnov N.B. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 115. P. 032101.
<https://doi.org/10.1063/1.5108790>
62. Polyakov A.Y., Lee I.-H., Smirnov N.B. et al. // *APL Mater.* 2019. V. 7. P. 061102.
<https://doi.org/10.1063/1.5109025>
63. Modak S., Lee J., Chernyak L. et al. // *AIP Adv.* 2019. V. 9. P. 015127.
<https://doi.org/10.1063/1.5079730>
64. Modak S., Chernyak L., Khodorov S. et al. // *ECS J. Solid State Sci. Technol.* 2019. V. 8. P. Q3050.
<https://doi.org/10.1149/2.0101907jss>
65. Varley J.B., Janotti A., Franchini C., Van de Walle C.G. // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 85. P. 081109(R).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.081109>
66. Gake T., Kumagai Y., Oba F. // *Phys. Rev. Mater.* 2019. V. 3. P. 044603.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.3.044603>
67. Yamaoka S., Nakayama M. // *Phys. Status Solidi. C*. 2016. V. 13. P. 93.
<https://doi.org/10.1002/pssc.201510124>
68. Armstrong A.M., Crawford M.H., Jayawardena A. et al. // *J. Appl. Phys.* 2016. V. 119. P. 103102.
<https://doi.org/10.1063/1.4943261>
69. Katz O., Garber V., Meyler B. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 79. P. 1417.
<https://doi.org/10.1063/1.1394717>
70. Kananen B.E., Giles N.C., Halliburton L.E. et al. // *J. Appl. Phys.* 2017. V. 122. P. 215703.
<https://doi.org/10.1063/1.5007095>
71. Pearton S.J., Yang J., Ren F., Kim J. // *Ultra-wide bandgap semiconductor materials* / Eds. Liao M. et al. Amsterdam: Elsevier, 2019. P. 263.
72. Chikoidze E., Fellous A., Perez-Tomas A. et al // *Mater. Today Phys.* 2017. V. 3. P. 118.
<https://doi.org/10.1016/j.mtphys.2017.10.002>
73. Feng Z., Bhuiyan A.F.M.A.U., Karim M.R., Zhao H. // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. P. 250601.
<https://doi.org/10.1063/1.5109678>
74. Díaz-Guerra C., Piqueras J. // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2004. V. 16. P. S217.
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/16/2/026>
75. Lopatiuk O., Chernyak L., Osinsky A. et al // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 87. P. 162103.
<https://doi.org/10.1063/1.2106001>
76. Lopatiuk-Tirpak O., Chernyak L., Xiu F.X. et al. // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 100. P. 086101.
<https://doi.org/10.1063/1.2358844>
77. Lin Y., Shatkhin M., Flitsiyen E. et al. // *J. Appl. Phys.* 2011. V. 109. P. 016107.
<https://doi.org/10.1063/1.3530732>
78. Chen B., Chen J., Sekiguchi T. et al. // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* 2008. V. 19. P. S219.
<https://doi.org/10.1007/s10854-008-9614-4>
79. Yao Y.-Z., Sugawara Y., Ishikawa Y. et al. // *Mater. Sci. Forum* 2011. V. 679–680. P. 294.
<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.679-680.294>
80. Maximenko S., Soloviev S., Cherednichenko D., Sudarshan T. // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. P. 1576.
<https://doi.org/10.1063/1.1652229>

81. *Maximenko S., Soloviev S., Cherednichenko D., Sudarshan T.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 013533. <https://doi.org/10.1063/1.1828605>
82. *Maeda K.* // Materials and Reliability Handbook for Semiconductor Optical and Electron Devices. New York: Springer Science+Business Media, 2013. P. 263.
83. *Maximenko S.I., Pirouz P., Sudarshan T.S.* // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 033503. <https://doi.org/10.1063/1.1999297>
84. *Orlov V.I., Regula G., Yakimov E.B.* // Acta Mater. 2017. V. 139. P. 155. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2017.07.046>
85. *Chen B., Chen J., Sekiguchi T. et al* // Superlattices Microstruct. 2009. V. 45. P. 295. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2008.10.021>
86. *Yakimov E.B., Regula G., Pichaud B.* // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. P. 084903. <https://doi.org/10.1063/1.4818306>
87. *Donolato C.* // Optik. 1978/1979. V. 52. P. 19.
88. *Donolato C.* // Semicond. Sci. Technol. 1992. V. 7. P. 37. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/7/1/007>
89. *Donolato C.* // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 2656. <https://doi.org/10.1063/1.368378>
90. *Sirotkin V.V., Yakimov E.B., Zaitsev S.I.* // Mater. Sci. Eng. B. 1996. V. 42. P. 176. [https://doi.org/10.1016/S0921-5107\(96\)01702-3](https://doi.org/10.1016/S0921-5107(96)01702-3)
91. *Donolato C.* // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 1314. <https://doi.org/10.1063/1.332205>
92. *Kveder V., Kittler M., Schröter W.* // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. P. 115208. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.115208>
93. *Donolato C.* // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. P. 80. <https://doi.org/10.1063/1.90567>
94. *Shmidt N.M., Sirotkin V.V., Usikov A.S. et al.* // Inst. Phys. Conf. Ser. 2003. № 180. P. 597.
95. *Moldovan G., Harrison I., Brown P.D.* // Inst. Phys. Conf. Ser. Inst. Phys. Conf. Ser. 2003. № 180. P. 577.
96. *Вергелес П.С., Якимов Е.Б.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исследования. 2009. № 1. С. 71.
97. *Donolato C.* // Semicond. Sci. Technol. 1998. V. 13. P. 781. <https://doi.org/10.1088/0268-1242/13/7/021>
98. *Yakimov E.B., Vergeles P.S., Govorkov A.V. et al.* // Superlattices Microstruct. 2009. V. 45. P. 308. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2008.09.008>
99. *Lee In-Hwan, Polyakov A.Y., Smirnov N.B. et al.* // J. Appl. Phys. 2016. V. 119. P. 205109. <https://doi.org/10.1063/1.4952734>
100. *Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Yakimov E.B. et al.* // J. Alloys Compd. 2016. V. 686. P. 1044. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2016.06.297>
101. *Xie R., Sekiguchi T., Ishigaki T. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 134103. <https://doi.org/10.1063/1.2189200>
102. *Dierre B., Yuan X.L., Sekiguchi T.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. P. 043528. <https://doi.org/10.1063/1.2973190>
103. *Gruzintsev A.N., Red'kin A.N., Yakimov E.E., Yakimov E.B.* // Phys. Status Solidi. C. 2011. V. 8. P. 1403. <https://doi.org/10.1002/pssc.201084006>
104. *Amano H., Kito M., Hiramatsu K., Akasaki I.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1989. V. 28. P. L2112. <https://doi.org/10.1143/JJAP.28.L2112>
105. *Seager C.H., Myers S.M., Vaandrager B., Nelson J.S.* // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 2693. <https://doi.org/10.1063/1.1468917>
106. *Dassonneville S., Amokrane A., Sieber B. et al.* // Physica. B. 1999. V. 273–274. P. 148. [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(99\)00434-2](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(99)00434-2)
107. *Toth M., Fleischer K., Phillips M.R.* // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P. 1575. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.1575>
108. *Chang Y.C., Cai A.L., Johnson M.A.L. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 2675. <https://doi.org/10.1063/1.1469222>
109. *Jahn U., Dhar S., Kostial H. et al.* // Phys. Status Solidi. C. 2003. V. 0. P. 2223. <https://doi.org/10.1002/pssc.200303290>
110. *Shmidt N.M., Vergeles P.S., Yakimov E.E., Yakimov E.B.* // Solid State Commun. 2011. V. 151. P. 208. <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2010.11.032>
111. *Thomsen M., Jönen H., Rossow U., Hangleiter A.* // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 123710. <https://doi.org/10.1063/1.3600221>
112. *Вергелес П.С., Шмидт Н.М., Якимов Е.Б.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исследования. 2011. № 10. С. 33.
113. *Yakimov E.B., Vergeles P.S., Polyakov A.Y. et al.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 2014. V. 32. P. 011207. <https://doi.org/10.1116/1.4840255>
114. *Yakimov E.B., Polyakov A.Y., Vergeles P.S.* // Phys. Status Solidi. B. 2018. V. 255. P. 1700646. <https://doi.org/10.1002/pssb.201700646>
115. *Maeda K., Suzuki K., Ichihara M.* // Physica. B. 1999. V. 273–274. P. 134. [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(99\)00424-X](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(99)00424-X)
116. *Yakimov E.B., Vergeles P.S., Polyakov A.Y. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 132101. <https://doi.org/10.1063/1.4916632>
117. *Yakimov E.B., Vergeles P.S., Polyakov A.Y. et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2016. V. 55. P. 05FM03. <https://doi.org/10.7567/JJAP.55.05FM03>
118. *Vergeles P.S., Orlov V.I., Polyakov A.Y.* // J. Alloys Compd. 2019. V. 776. P. 181. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2018.10.280>
119. *Skowronski M., Liu J.Q., Vetter W.M.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. P. 4699. <https://doi.org/10.1063/1.1505994>
120. *Galeckas A., Linnros J., Pirouz P.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 025502. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.025502>
121. *Regula G., Yakimov E.B.* // Superlattices Microstruct. 2016. V. 99. P. 226. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2016.02.015>
122. *Ishikawa Y., Sudo M., Yao Y.-Z. et al.* // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. P. 225101. <https://doi.org/10.1063/1.5026448>
123. *Yakimov E.B., Yakimov E.E., Orlov V.I., Gogova D.* // Superlattices Microstruct. 2018. V. 120. P. 7. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2018.05.014>