

УДК 621.38:539.1

## РОЛЬ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В РЕШЕТКАХ ГАЛЛИЯ И АЗОТА В КОМПЕНСАЦИИ ПРОВОДИМОСТИ $n$ -GaN

© 2024 г. В. В. Козловский<sup>a,\*</sup>, А. Э. Васильев<sup>a,\*\*</sup>, А. А. Лебедев<sup>b,\*\*\*</sup>, Е. Е. Журкин<sup>a</sup>,  
М. Е. Левинштейн<sup>b</sup>, А. М. Стрельчук<sup>b</sup>, Д. А. Малевский<sup>b</sup>,  
А. В. Сахаров<sup>b</sup>, А. Е. Николаев<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, 195251 Россия  
<sup>b</sup>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021 Россия

\*e-mail: kozlovski@physics.spbstu.ru

\*\*e-mail: electronych@mail.ru

\*\*\*e-mail: shura.lebe@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 13.02.2024 г.

После доработки 22.04.2024 г.

Принята к публикации 22.04.2024 г.

Проведен сравнительный анализ образования радиационных дефектов в решетках галлия и азота нитрида галлия при облучении протонами с энергией 15 МэВ и электронами с энергией 0.9 МэВ. Для торможения протонов проведено численное моделирование по программе SRIM, для электронов — аналитические расчеты. Показано, что при протонном облучении полная скорость генерации вакансий в решетке галлия  $\eta_{\text{пф}}(\text{Ga})$  составляет  $\sim 560 \text{ см}^{-1}$ , а в решетке азота  $\eta_{\text{пф}}(\text{N}) \sim 1340 \text{ см}^{-1}$ . Детальные численные расчеты в режиме Full Cascade показали, что в решетке галлия скорость образования вакансий за счет протонов составляет  $110 \text{ см}^{-1}$ , а за счет каскадных процессов —  $450 \text{ см}^{-1}$ . В решетке азота эта “диспропорция” выглядит еще сильнее ( $60$  и  $1280 \text{ см}^{-1}$  соответственно). При электронном облучении скорость генерации вакансий в решетке галлия  $\eta_{\text{пф}}(\text{Ga})$  составляет  $\sim 4.7 \text{ см}^{-1}$ , а в решетке азота  $\eta_{\text{пф}}(\text{N}) \sim 2.0 \text{ см}^{-1}$ . Для экспериментального исследования радиационных дефектов в  $n$ -GaN, создающих глубокие уровни и компенсирующие проводимость материала, снимали прямые вольт-амперные характеристики диодов Шоттки, созданных на основе  $n$ -GaN. Показано, что скорости удаления носителей заряда в  $n$ -GaN составляют при облучении электронами  $0.47 \text{ см}^{-1}$ , а при облучении протонами  $150 \text{ см}^{-1}$ . Сравнение расчетных и экспериментальных параметров радиационного дефектообразования позволяет сделать вывод о механизме процесса компенсации и радиационных дефектах, ответственных за этот процесс.

**Ключевые слова:** протонное облучение, электронное облучение, первично выбитый атом, каскадный процесс, радиационный дефект, пара Френкеля, нитрид галлия, вакансия галлия.

**DOI:** 10.31857/S1028096024120088, **EDN:** QWTYBF

### ВВЕДЕНИЕ

Известно, что облучение широкозонных полупроводников, в частности нитрида галлия  $n$ -типа проводимости, приводит к уменьшению концентрации носителей заряда, вплоть до полной компенсации проводимости материала [1–8]. Первые предположения о природе радиационных дефектов, ответственных за компенсацию  $n$ -GaN, были высказаны около 20 лет назад в [9, 10]. В частности, в [9] при изучении влияния уровня легирования  $n$ -GaN

на образование радиационных дефектов при протонном облучении было предположено, что основные радиационные дефекты, обуславливающие компенсацию проводимости  $n$ -GaN, связаны с компонентами пары Френкеля (вакансия и межузельный атом) в основном в одной из решеток, а именно в галлиевой. В [10] аналогичные предположения были сделаны для объяснения влияния и протонного, и электронного облучения на деградацию светодиодов на основе GaN.

В настоящей работе для количественной интерпретации приведенных выше предположений проведено моделирование процессов торможения электронов и протонов с энергией порядка МэВ в нитриде галлия. Главное различие в воздействии электронов и протонов заключается в энергии первично выбитых атомов (primary knock-on atoms) и структуре “первичных” пар Френкеля. Электроны передают атомам решетки малую энергию и могут создать лишь единичные, близко расположенные пары Френкеля. Протоны способны передать до трети своей начальной энергии и вызывать каскады столкновений с активным участием первично выбитых атомов в образовании “вторичных” пар Френкеля. В этом случае расстояния между компонентами пар могут быть значительными. Поэтому в настоящей работе будем разделять скорость введения первично выбитых атомов  $\eta_{\text{ПВ}}$  и полную скорость введения пар Френкеля  $\eta_{\text{ПФ}}$ , в частности вакансий.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для численного моделирования торможения протонов в GaN использован пакет программ Stopping Range of Ions in Matter (SRIM) [11], основанный на теоретических моделях, описанных в [12]. Рассчитывали количества смещений, создаваемых не только первично выбитыми атомами, но и атомами отдачи, генерируемыми в каскадах смещений. Расчеты для электронного облучения проводили аналитическим образом. Для удобства сравнения с электронным облучением для протонного облучения также частично использовали аналитические оценки, не прибегая к более точным, но менее наглядным численным вычислениям с помощью метода Монте-Карло. Пороговые значения энергии образования дефекта принимали равными 20.5 ( $E_d(\text{Ga})$ ) и 10.8 эВ ( $E_d(\text{N})$ ) [13]. Концентрации атомов галлия  $N_{\text{Ga}}$  и азота  $N_{\text{N}}$  считали равными  $4.43 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ .

Для экспериментального наблюдения радиационных дефектов, компенсирующих проводимость, использовали протоны с энергией 15 МэВ и электроны с энергией 0.9 МэВ. Облучение проводили на циклотроне МГЦ-20 и ускорителе РТЭ-1В при комнатной температуре. Дефекты вводили равномерно по объему образцов, поскольку их толщина была значительно меньше длины пробега бомбардирующих частиц. В настоящей работе исследовали структуры  $n$ -GaN, выращенные на сапфировых подложках методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (metal-organic vapor phase epitaxy). Схема исследованных структур представлена на рис. 1.

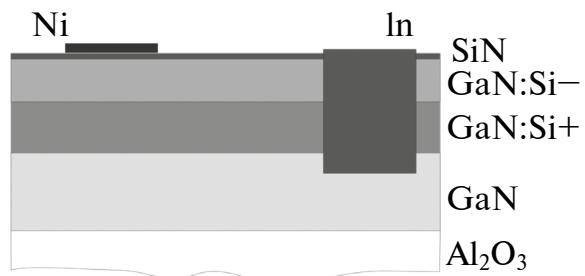


Рис. 1. Схематическое изображение изучаемых структур.

Сначала на подложке выращивали буферный слой нелегированного GaN толщиной 2.4 мкм, а затем слои, сильно и слабо легированные кремнием толщиной ~1 мкм каждый. Концентрация электронов в этих слоях, определенная из вольт-емкостных измерений, составляла  $6 \times 10^{18}$  и  $8 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  соответственно. Завершался процесс роста *in situ* нанесением тонкого слоя пассивирующего диэлектрика Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> для снижения токов утечки. Омический контакт к  $n^+$  GaN формировали путем нанесения расплавленного индия. Никелевые контакты диаметром 600 мкм, формирующие барьера Шоттки, создавали методом термического напыления Ni через теневую маску. Концентрацию носителей заряда определяли прямым гальваническим методом из вольт-амперных характеристик диодов Шоттки, поскольку дифференциальное сопротивление базы диодов обратно пропорционально концентрации электронов. Скорость изменения концентрации носителей заряда рассчитывали по формуле

$$\eta_e = (n_0 - n)/D, \quad (1)$$

где  $n_0$  и  $n$  — концентрации носителей в эпитаксиальном слое до и после облучения,  $D$  — доза облучения.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### Электронное облучение

Рассмотрим процесс образования радиационных дефектов в нитриде галлия при облучении электронами с энергией порядка МэВ. Как известно, атому решетки с массой  $M$  (массовым числом  $A$ ) при упругом взаимодействии с релятивистским электроном с энергией  $E_e$  и массой  $m$  может быть передана энергия  $E$ , величина которой лежит в пределах от нуля до максимальной:

$$E_{\max} = 2E_e(E_e + 2m_e c^2)/Mc^2 = \\ E_e(E_e + 1.022)/(469A) [\text{МэВ}]. \quad (2)$$

При  $E_{\max}$ , равной пороговой энергии образования дефекта  $E_d$ , формула (2) определяет граничную энергию электрона  $E_{\text{гран}}$ , выше которой начинают генерироваться первичные точечные дефекты вакансия–межузельный атом (пара Френкеля). Наиболее часто в литературе приводят следующие значения пороговой энергии:  $E_d(\text{Ga}) = 20.5$ ,  $E_d(N) = 10.8$  эВ [13]. Это соответствует граничным значениям энергии электронов (согласно (2)) 450 и 65 кэВ. Эксперименты показали, что в нитриде галлия влияние электронного облучения на свойства материала зарегистрировано лишь при энергии  $\sim 500$  кэВ и больше. Поэтому, так же как в [9, 10], предположим, что основные радиационные дефекты, обуславливающие компенсацию проводимости  $n$ -GaN, связаны с компонентами пары Френкеля (вакансия и межузельный атом) в основном в одной из решеток, а именно в галлиевой. Генетически родственные дефекты во второй решетке GaN – решетке азота, по мнению авторов [10], активно рекомбинируют уже при комнатной температуре. Скорость генерации первично выбитых атомов  $\eta_{\text{ПВА}}$  за счет взаимодействия с налетающим электроном вычисляется как произведение сечения дефектообразования  $\sigma_d$  на концентрацию атомов галлия  $N_{\text{Ga}}$ :

$$\eta_{\text{ПВА}} = N_{\text{Ga}} \sigma_d. \quad (3)$$

При упругом резерфордовском рассеянии сечение дефектообразования для электронного облучения можно оценивать по упрощенной формуле Мак-Кинли–Фешбаха [14]:

$$\sigma_d = (1/4\pi\epsilon_0)^2 (2\pi Z^2 e^4 / E_d M c^2) = (140 Z^2 / AE_d) [\text{барн}]. \quad (4)$$

В настоящей работе, как указано выше, для  $E_d$  было принято значение 20.5 эВ. При такой пороговой энергии сечение образования радиационных дефектов по формуле (4) составляет  $\sim 100$  барн. Поскольку галлий весьма тяжелый элемент, для него необходимо учесть сделанные в [15, 16] поправки к формуле (4), увеличивающие сечение примерно на 10% до 110 барн. При таких значениях сечения дефектообразования и известной  $N_{\text{Ga}}$ , равной  $4.43 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , темп генерации пар Френкеля, рассчитываемый по формуле (3), составляет  $\eta_{\text{FP}}(\text{Ga}) = 4.7 \text{ см}^{-1}$ . Для решетки азота сечение образования радиационных дефектов по формуле (4) составляет  $\sim 45$  барн, а скорость генерации вакансий азота  $\eta_{\text{ПФ}}(N) \sim 2.0 \text{ см}^{-1}$ . В связи с практически полным отсутствием каскадных процессов в рассматриваемом случае скорость введения первично выбитых атомов  $\eta_{\text{ПВА}}$  и полная скорость введения пар Френкеля  $\eta_{\text{ПФ}}$  совпадают.

Сравним полученные расчетные значения параметров  $\eta_{\text{ПФ}}$  с экспериментом. Как известно, введение радиационных дефектов в  $n$ -GaN создает глубокие уровни, приводящие к уменьшению концентрации электронов в зоне проводимости (для  $n$ -типа) и компенсации проводимости материала. На рис. 2 представлены прямые вольт-амперные характеристики исходного диода (кривая 1) и диодов, облученных тремя дозами электронов. До облучения сопротивление диода на линейном участке составляло 490 Ом, а после облучения дозой  $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  стало 640 Ом. При неизменной подвижности электронов увеличение сопротивления в 1.3 раза ведет к аналогичному уменьшению концентрации носителей заряда от  $8.0 \times 10^{16}$  до  $6.1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (практически при неизменном положении уровня Ферми  $E_F = E_C - 0.10$  эВ [8]). Тогда по формуле (1) скорость удаления носителей заряда составит  $\eta_e = 0.47 \text{ см}^{-1}$ .

Отметим, что скорость удаления вычисляли при степени компенсации материала базы порядка 25%. Для сравнения укажем ближайшую работу [8], в которой при облучении электронами с более высокой энергией 10 МэВ была зарегистрирована  $\eta_e$ , примерно в два раза больше полученной в настоящей работе. Отметим также, что в [8] исследовали структуры, выращенные другим методом – методом газофазного осаждения из металлоорганических соединений (metal-organic vapour deposition). Скорость удаления на начальных стадиях облучения может служить мерой образования в решетке галлия “далеких” пар Френкеля, т.е. разделившихся на изолированные вакансии и межузельные атомы. При облучении электронаами с энергией 0.9 МэВ скорость удаления составляет

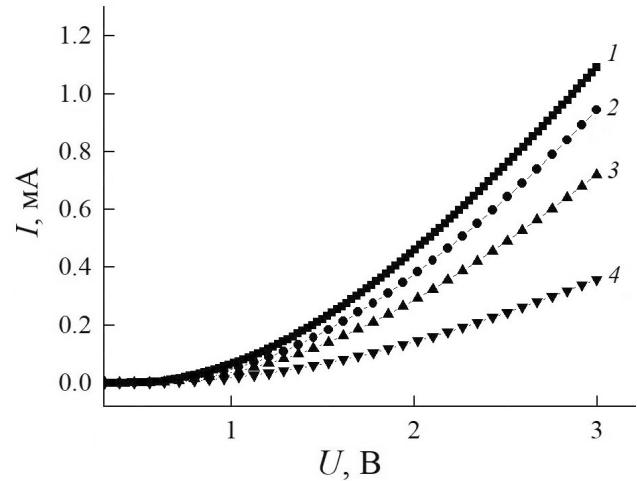


Рис. 2. Прямые вольт-амперные характеристики диодов Шоттки после облучения электронами с энергией 0.9 МэВ при различных дозах  $D$ : 1 – 0; 2 –  $2 \cdot 10^{16}$ ; 3 –  $4 \cdot 10^{16}$ ; 4 –  $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ .

ляет  $0.47 \text{ см}^{-1}$ , а темп генерации первично выбитых атомов в решетке галлия  $4.7 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому доля разделившихся (диссоциировавших) первичных пар Френкеля составляет  $\sim 10\%$ .

### Протонное облучение

На рис. 3 представлены результаты численного моделирования торможения протонов с энергией 15 МэВ в нитриде галлия с использованием программы SRIM. Здесь рассчитана физическая величина, равная скорости генерации атомов отдачи и вакансий одним протоном на расстоянии 1 см в каждой подрешетке бинарного широкозонного полупроводника. Атомы отдачи (recoils atoms), а, следовательно, и пары Френкеля, могут образовываться либо при взаимодействии с протонами (так называемые первично выбитые атомы), либо в каскадных процессах при взаимодействии энергичных первично выбитых атомов с атомами решетки (так называемые вторично выбитые атомы) (secondary knock-on atoms). Как видно из рисунка, распределение вакансий по глубине практически равномерное. И эта равномерность соблюдается на глубинах до 200 мкм, что намного превышает рабочие толщины полупроводников, экспериментально изученных в настоящей работе. Из рис. 3 видно, что скорость генерации вакансий в решетке галлия  $\eta_{\text{пф}}(\text{Ga})$  составляет  $\sim 560 \text{ см}^{-1}$ , а в решетке азота  $\eta_{\text{пф}}(\text{N})$  намного больше —  $\sim 1340 \text{ см}^{-1}$ . Детальные численные расчеты по программе SRIM в режиме Full Cascade показали, что в решетке галлия образование вакансий за счет протонов составляет  $\eta_{\text{ПВА}} = 110 \text{ см}^{-1}$ , а за счет каскадных процессов  $450 \text{ см}^{-1}$ . В решетке азота эта “диспропорция” выглядит еще сильнее (60 и  $1280 \text{ см}^{-1}$  соответственно).

Сравним полученные расчетные значения параметров  $\eta_{\text{пф}}$  с экспериментом. На рис. 4 представлены прямые вольт-амперные характеристики исходного диода (кривая 1) и диодов, облученных тремя дозами протонов. Для протонного облучения, в отличие от низкодозного электронного облучения, был расширен диапазон доз, чтобы увеличить степень компенсации  $n$ -GaN до 75%. Из данных рис. 4 можно оценить скорость удаления носителей заряда  $\eta_e$ . При малых дозах облучения, когда степень компенсации не превышает 25%, величина  $\eta_e$  составляет  $\sim 150 \text{ см}^{-1}$ . При больших дозах облучения (степень компенсации  $\sim 75\%$ ) эта величина уменьшается в 1.5–2.0 раза. Нелинейная зависимость  $\eta_e$  от дозы облучения может указывать на то, что в GaN, в отличие от SiC, при облучении протонами реализуется механизм компенсации, при котором радиационный дефект (вакансия) взаимодействует с атомом мелкой примеси, образуя электрически нейтраль-

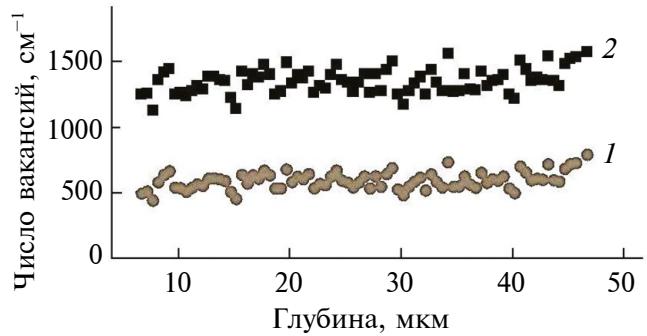


Рис. 3. Численное моделирование с использованием программ SRIM скорости генерации вакансий одним протоном ( $\eta$ ) в решетках галлия (1) и азота (2) при облучении GaN протонами с энергией 15 МэВ.

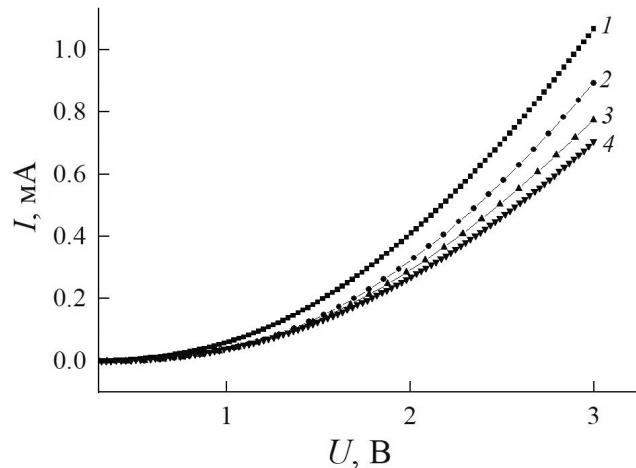


Рис. 4. Прямые вольт-амперные характеристики диодов Шоттки после облучения протонами с энергией 15 МэВ при различных дозах D: 1 — 0; 2 —  $1 \times 10^{14}$ ; 3 —  $4 \times 10^{14}$ ; 4 —  $5 \times 10^{14}$  см<sup>-2</sup>.

ный или акцепторный центр [17]. Такой механизм компенсации характерен, например, для случая облучения протонами кремния. В пользу указанного механизма компенсации проводимости указывают и данные [8, 9, 18], где обнаружена зависимость скорости удаления носителей заряда от исходной концентрации, легирующей (донорной) примеси при облучении  $n$ -GaN. И в этом случае в компенсации проводимости будет участвовать второй радиационный дефект, в состав которого входит атом донорной примеси, скорее всего, комплекс (вакансия галлия — атом донорной примеси). В качестве основных трех процессов, приводящих к снижению концентрации свободных носителей, обычно рассматривают [17, 19]: формирование глубоких ловушек собственными точечными дефектами — парами Френкеля, образующимися при облучении; “деактивацию” легирующей примеси путем формирования

нейтральных комплексов, включающих атом легирующей примеси и точечный радиационный дефект; формирование глубоких компенсирующих ловушек путем формирования заряженных комплексов, состоящих из атома легирующей примеси и точечного радиационного дефекта.

Первый механизм реализуется, например, в карбиде кремния, третий — в кремнии. Для уточнения механизма компенсации в нитриде галлия необходимо тщательное изучение в будущем формы зависимости (линейная или экспоненциальная) концентрации носителей заряда от дозы облучения. Скорость удаления на начальных стадиях облучения может служить мерой образования в решетке галлия “далеких” пар Френкеля, т.е. разделившихся на изолированные вакансы и межузельные атомы. При облучении протонами с энергией 15 МэВ скорость удаления составляет  $150 \text{ см}^{-1}$ , а темп генерации первично выбитых атомов в решетке галлия  $560 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому доля разделившихся (диссоциировавших) первичных пар Френкеля при протонном облучении составляет  $\sim 25\%$ .

Сравнивая два вида облучения по скорости удаления носителей заряда, можно сказать, что эффективность воздействия протонов примерно в 300 раз сильнее, чем электронов ( $150/0.47$ ), хотя темпы генерации пар Френкеля отличаются всего в 100 раз ( $560/4.7$ ). Причина этого — вторичное радиационное дефектообразование, а именно степень диссоциации генерирующихся первичных радиационных дефектов — пар Френкеля. Отметим, что несмотря на различие в механизмах компенсации GaN и SiC, полученные в настоящей работе скорости удаления носителей заряда в *n*-GaN и при облучении электронами ( $0.47 \text{ см}^{-1}$ ) и протонами ( $150 \text{ см}^{-1}$ ) совпадают с хорошей точностью с аналогичными параметрами, полученными для *n*-SiC [20, 21]. Это позволяет прогнозировать близкие параметры стойкости двух широкозонных полупроводников к указанным видам облучения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные в работе численные и аналитические расчеты показали, что результаты экспериментальной компенсации проводимости *n*-GaN, облученного электронами с энергией 0.9 МэВ и протонами с энергией 15 МэВ, можно объяснить образованием вторичных радиационных дефектов, в состав которых входит атом донорной примеси, скорее всего, комплексов, состоящих из вакансии галлия и атома донорной примеси.

Численное моделирование, проведенное для протонного облучения, позволяет получить набор количественных данных о роли радиационных

дефектов в решетках галлия и азота в компенсации проводимости *n*-GaN. Показано, что полная скорость генерации вакансий в решетке галлия  $\eta_{\text{пФ}}(\text{Ga})$  составляет  $\sim 560 \text{ см}^{-1}$ , а в решетке азота  $\eta_{\text{пФ}}(\text{N}) \sim 1340 \text{ см}^{-1}$ . Показано, что при протонном облучении доля вакансий, созданных непосредственно протонами, во всех решетках не превышает 20%. Остальные 80% создают атомы отдачи в каскадных процессах. Поэтому процессы компенсации проводимости *n*-GaN, наблюдавшиеся при протонном облучении, будут определяться глубокими центрами, созданными не первично выбитыми вакансиями, а вакансиями, образовавшимися в каскадах смещений. При электронном облучении скорость генерации вакансий в решетке галлия  $\eta_{\text{пФ}}(\text{Ga})$  составляет  $\sim 4.7 \text{ см}^{-1}$ , а в решетке азота  $\eta_{\text{пФ}}(\text{N}) \sim 2.0 \text{ см}^{-1}$ . При электронном облучении вкладом каскадных процессов можно пренебречь.

Экспериментально показано, что скорости удаления носителей заряда в *n*-GaN составляют при облучении электронами  $0.47 \text{ см}^{-1}$ , а при облучении протонами  $150 \text{ см}^{-1}$ . Проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных, на основе которого установлено, что доля пар Френкеля в решетке галлия, диссоциирующих на отдельные компоненты, составляет порядка 10% при электронном облучении и 25% при протонном. Обнаружена нелинейная зависимость концентрации носителей заряда от дозы облучения. Нелинейность свидетельствует о наличии в составе вторичного радиационного дефекта, ответственного за компенсацию проводимости, атома донорной примеси.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 22-12-00003).

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Binari S.C., Dietrich H.B., Kelner G. et al. // Appl. Phys. 1995. V. 78. № 5. P. 3008.  
<https://doi.org/10.1063/1.360712>
2. Kucheyev S.O., Boudinov H., Williams J.S. et al. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 7. P. 4117.  
<https://doi.org/10.1063/1.1455154>
3. Polyakov A Y, Pearton S J, Frenzer P. et al. // Mater. Chem. C. 2013. V. 5 № 1. P. 877.  
<https://doi.org/10.1039/C2TC00039C>
4. J. Pearton S.J., Ren F., Erin Patrick et al. // ECS J. Solid State Sci. Technol. 2016. V. 5. P. Q35.  
<https://doi.org/10.1149/2.0251602jss>

5. Pearson J., Deist R., Ren F. et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 2013. V. 31. P. 5.  
<https://doi.org/10.1116/1.4799504>
6. Karmarkar A.P., White B.D., Buttari D. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2005. V. 52. P. 2239.  
<https://doi.org/10.1109/TNS.2005.860668>
7. Лебедев А.А., Белов С.В., Мынбаева М.Г. и др. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. Вып. 10. С. 1386.  
<https://doi.org/10.1134/S1063782615100127>
8. Polyakov A.Y., Lee I.-H., Smirnov N.B. et al. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 123703.  
<https://doi.org/10.1063/1.3596819>
9. Emtsev V.V., Davydov V.Yu., Haller E.E. et al. // Physica B. 2001. V. 308–310. P. 58.  
[https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(01\)00650-0](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(01)00650-0)
10. Ionascut-Nedelcescu A., Carbone C., Houdayer A. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2002. V. 49. P. 2733.  
<https://doi.org/10.1109/TNS.2002.805363>
11. SRIM-2013 Software Package. <http://www.srim.org>  
[https://doi:10.1007/978-1-4615-8103-1\\_3](https://doi:10.1007/978-1-4615-8103-1_3)
12. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon, 1985. 342 p.
13. Look D.C., Reynolds D.C., Hemsky J.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 2273.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.2273>
14. MacKinley W.A., Feshbach H. // Phys. Rev. 1948. V. 74. P. 1759.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.74.1759>
15. Chen D., Cai D., Bernard D., Penelieu Y. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2023. V. 535. P. 137.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2022.12.007>
16. Dang T.-H., Konczykowski M., Jaffrè H. et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 2022. V. 40. P. 033416.  
<https://doi.org/10.1116/6.0001821>
17. Titov A.I., Kucheyev S.O. // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. № 10. P. 5740.  
<https://doi.org/10.1063/1.1513199>
18. Emtsev V.V., Davydov V.Yu., Kozlovski V.V. et al. // Semicond. Sci. Technol. 2000. V. 15. P. 73.  
<https://doi.org/10.1088/0268-1242/15/1/313>
19. Kozlovski V.V., Lebedev A.A., Bogdanova E.V. // J. Appl. Phys. 2015. V. 117. P. 155702.  
<https://doi.org/10.1063/1.4918607>
20. Козловский В.В., Васильев А.Э., Лебедев А.А. и др. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейtron. исслед. 2022. № 6. С. 64.  
<https://doi.org/10.31857/S1028096022060097>
21. Козловский В.В., Васильев А.Э., Давыдовская К.С., Лебедев А.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейtron. исслед. 2019. № 2. С. 82.  
<https://doi.org/10.1134/S0207352819020070>

## EFFECT OF RADIATION-INDUCED DEFECTS IN GALLIUM AND NITROGEN LATTICES ON *n*-GaN CONDUCTIVITY COMPENSATION

V. V. Kozlovski<sup>1,\*</sup>, A. E. Vasil'ev<sup>1,\*\*</sup>, A. A. Lebedev<sup>2,\*\*\*</sup>, E. E. Zhurkin<sup>1</sup>,  
M. E. Levinstein<sup>2</sup>, A. M. Strelchuk<sup>2</sup>, D. A. Malevsky<sup>2</sup>, A. V. Sakharov<sup>2</sup>, A. E. Nikolaev<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, 195251 Russia

<sup>2</sup>Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021 Russia

\*e-mail: kozlovski@physics.spbstu.ru

\*\*e-mail: electronych@mail.ru

\*\*\*e-mail: shura.lebe@mail.ioffe.ru

A comparative analysis of radiation defect formation in the gallium and nitrogen lattices of gallium nitride under irradiation with 15 MeV protons and 0.9 MeV electrons was performed. For proton deceleration, numerical simulations were carried out using the SRIM program, and for electrons, analytical calculations were carried out. Under proton irradiation, the total vacancy generation rate in the gallium lattice  $\eta_{FP}(Ga)$  was shown to be  $\sim 560 \text{ cm}^{-1}$ , and in the nitrogen lattice  $\eta_{FP}(N) \sim 1340 \text{ cm}^{-1}$ . Detailed numerical calculations in the Full Cascade mode showed that in the gallium lattice, the vacancy formation rate due to protons was  $110 \text{ cm}^{-1}$ , and due to cascade processes was  $450 \text{ cm}^{-1}$ . In the nitrogen lattice, this “disproportion” looked even stronger ( $60$  and  $1280 \text{ cm}^{-1}$ , respectively). Under electron irradiation, the vacancy generation rate in the gallium lattice  $\eta_{FP}(Ga)$  was  $\sim 4.7 \text{ cm}^{-1}$ , and in the nitrogen lattice  $\eta_{FP}(N) \sim 2.0 \text{ cm}^{-1}$ . To experimentally study radiation defects in *n*-GaN, which create deep levels and compensate for the conductivity of the material, direct current–voltage characteristics of Schottky diodes based on *n*-GaN were measured. It was shown that the rates of charge carrier removal in *n*-GaN were  $0.47 \text{ cm}^{-1}$  under electron irradiation and  $150 \text{ cm}^{-1}$  under proton irradiation. Comparison of the calculated and experimental parameters of radiation defect formation allows us to draw a conclusion about the mechanism of the compensation process and the radiation defects responsible for this process.

**Keywords:** proton irradiation, electron irradiation, primary knocked-out atom, cascade process, radiation defect, Frenkel pair, gallium nitride, gallium vacancy.