

УДК 621.38:539.1

## ОБРАЗОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ НА ОСНОВЕ ГАЛЛИЯ ( $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , GaN) ПРИ ТОРМОЖЕНИИ ПРОТОНОВ

© 2023 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>

<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

\*\*\*\*e-mail: ezhurkin@phmf.spbstu.ru

\*\*\*\*\*e-mail: melev@nimis.ioffe.ru

\*\*\*\*\*e-mail: anatoly.strelchuk@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 25.04.2023 г.

После доработки 29.06.2023 г.

Принята к публикации 29.06.2023 г.

С помощью математического моделирования каскада смещений в двух широкозонных полупроводниках на основе галлия — оксиде галлия ( $\text{Ga}_2\text{O}_3$ ) и нитриде галлия (GaN) — рассмотрены особенности генерации пар Френкеля при рассеянии протонов с энергией 8 и 15 МэВ. Впервые рассчитано количество смещений, создаваемых не только первично выбитыми атомами, но и атомами отдачи, генерируемыми в каскадах смещений. Расчеты показали, что при протонном облучении, например,  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , доля вакансий в подрешетке кислорода, созданных непосредственно протонами, составляет всего 12%. Остальные 88% создаются атомами отдачи в каскадных процессах. Для подрешетки галлия эти цифры составляют 25 и 75% соответственно. Поэтому процессы компенсации проводимости GaN и  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , наблюдаемые при протонном облучении, будут определяться глубокими центрами, созданными не первично выбитыми атомами, а атомами отдачи, образовавшимися в каскадах смещений. Проведено сравнение с экспериментальными данными, и оценена доля пар Френкеля, диссоциирующих в процессе облучения.

**Ключевые слова:** протонное облучение, оксид галлия, нитрид галлия, радиационные дефекты, численное моделирование, каскадные процессы, пара Френкеля.

**DOI:** 10.31857/S1028096023120099, **EDN:** BHSYBZ

### ВВЕДЕНИЕ

Эффективность процесса вторичного радиационного дефектообразования в полупроводниках определяется прежде всего тем, насколько полно происходит диссоциация первично созданных радиационных дефектов — пар Френкеля — вакансия—межузельный атом. На устойчивость генетически родственной пары Френкеля сильно влияет зарядовое состояние ее компонент [1–4]. Таким образом, процесс диссоциации пар Френкеля определяется в основном двумя факторами: их распределением по расстоянию между компонентами и наличием электронов и дырок, обуславливающих перезарядку компонент. Атомы отдачи, а, следовательно, и пары Френкеля, могут

образовываться либо при взаимодействии с протонами (так называемые первично выбитые атомы), либо в каскадных процессах при взаимодействии первично выбитых атомов большой энергии с атомами решетки (так называемые вторично выбитые атомы). Ранее в [5, 6] было изучено образование радиационных дефектов при торможении протонов с энергией порядка МэВ в наиболее изученном к настоящему времени широкозонном полупроводнике — карбиде кремния SiC. В [5] было аналитически изучено только образование первично выбитых атомов при взаимодействии с протонами с энергией 8 и 15 МэВ и оценены так называемые коэффициенты размножения. В [6] решена более сложная задача — впервые

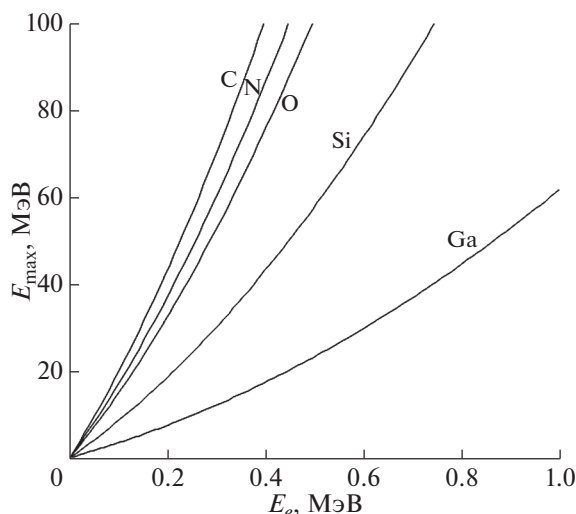


Рис. 1. Зависимость максимальной энергии  $E_{\max}$ , переданной атому решетки основных широкозонных полупроводников, от энергии бомбардирующего электрона  $E_e$ .

численно рассчитано образование дефектов в каскадных процессах при протонном облучении SiC. Целью настоящей работы было проведение аналогичных исследований двух интенсивно развивающихся в настоящее время широкозонных полупроводников на основе галлия – оксида галлия ( $\text{Ga}_2\text{O}_3$ ) и нитрида галлия (GaN).

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для численного моделирования торможения протонов в SiC использовали пакет программ Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) [7], основанный на теоретических моделях, описанных в [8]. Расчет проводили в режиме Full Cascade.

Ключевой параметр, необходимый для проведения расчетов, – пороговая энергия смещения атома из узла решетки (подрешетки) ( $E_d$ ). Для новых галлиевых широкозонных полупроводников получение достоверных значений параметра  $E_d$  представляет особую проблему. Остановимся на этом вопросе подробнее. Наиболее точным методом определения пороговой энергии дефектообразования  $E_d$  в подрешетках полупроводников является исследование зависимостей параметров облученного полупроводника от энергии бомбардирующих электронов. Как известно, атому решетки массой  $M$  (массовое число  $A$ ) при упругом взаимодействии с релятивистским электроном с энергией  $E_e$  и массой  $m$  может быть передана энергия  $E$ , значение которой лежит в пределах от нуля до максимальной:

$$E_{\max} = 2E_e(E_e + 2m_e c^2) / M c^2 = E_e(E_e + 1.022) / (469A) \text{ [МэВ]}. \quad (1)$$

При  $E_{\max}$ , равной пороговой энергии образования дефекта  $E_d$ , формула (1) определяет граничную энергию электрона  $E_{\text{гран}}$ , выше которой начинают генерироваться первичные точечные дефекты вакансии–межузельный атом (пара Френкеля). На рис. 1 представлена полученная по формуле (1) зависимость для пяти химических элементов, образующих три основных широкозонных полупроводника – SiC, GaN,  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ .

К настоящему времени достоверная работа по определению  $E_d$  выполнена только для карбида кремния. В [9, 10] было показано, что при облучении карбида кремния минимальные значения граничной энергии электронов, при которых наблюдается образование радиационных дефектов, в подрешетке атомов кремния составляют  $\sim 250$  кэВ, а в подрешетке атомов углерода  $\sim 90$  кэВ. Пороговая энергия образования радиационных дефектов в карбиде кремния, определенная по формуле (1), составляет для подрешетки кремния  $\sim 24$  эВ, для подрешетки углерода  $\sim 18$  эВ. Отдельно отметим, что для карбида кремния достоверно установлено, что за изменение электрофизических свойств при облучении ответственны радиационные дефекты, образующиеся только в подрешетке атомов углерода [1, 11].

Для галлиевых бинарных полупроводников энергетические пороги определены с достаточной точностью только в случае арсенида галлия, строго говоря, не относящегося к широкозонным полупроводникам в силу сравнительно небольшой ширины запрещенной зоны (1.45 эВ). По данным [12, 13] энергетические пороги в GaAs составляют  $\sim 9.8$  эВ в обеих подрешетках. Тщательное изучение природы радиационных дефектов, образующихся в GaAs, в частности при протонном облучении, позволило установить, что изменение свойств связано с радиационными дефектами в подрешетке мышьяка [1, 12]. Генетически родственные дефекты в подрешетке галлия активно рекомбинируют уже при комнатной температуре.

Долгое время пороговое значение энергии порядка 10 эВ считали приемлемым для галлиевой подрешетки и в двух новых материалах – оксиде и нитриде галлия. Как видно из рис. 1, граничная энергия электронов, при которой атому галлия передается энергия  $\sim 10$  эВ, составляет  $\sim 250$  кэВ. Однако в диапазоне энергии бомбардирующих электронов 200–400 кэВ в нитриде галлия влияние облучения на свойства материала не было зарегистрировано [1]. В [14] на основе экспериментальных данных была сделана новая оценка порога:  $E_d(\text{Ga}) = 20.5$  эВ. В этом случае граничная энергия электронов по формуле (1) составляет 450 кэВ. Позже в [15] уточнили граничную энер-

**Таблица 1.** Количество смещений, созданных в пленке  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ( $\rho = 6.44$  г/см<sup>3</sup>,  $E_d(\text{Ga}) = 25$  эВ;  $E_d(\text{O}) = 28$  эВ) толщиной 50 мкм в первичных и вторичных столкновениях, в расчете на один протон

$E_p$ , МэВ	Подрешетка	Вакансии, созданные протоном при образовании первично выбитых атомов	Вакансии, образованные в каскаде первично выбитых атомов	Сумма вакансий в подрешетках
8	Ga	0.88	2.75	3.63
	O	0.35	2.78	3.13
15	Ga	0.45	1.35	1.80
	O	0.18	1.35	1.53

**Таблица 2.** Количество смещений, созданных в пленке GaN ( $\rho = 6.1$  г/см<sup>3</sup>,  $E_d(\text{Ga}) = 20.5$  эВ,  $E_d(\text{N}) = 10.8$  эВ) толщиной 50 мкм в первичных и вторичных столкновениях, в расчете на один протон

$E_p$ , МэВ	Подрешетка	Вакансии, созданные протоном при образовании первично выбитых атомов	Вакансии, образованные в каскаде первично выбитых атомов	Сумма вакансий в подрешетках
8	Ga	1.12	4.17	5.29
	N	0.57	6.62	7.19
15	Ga	0.57	2.25	2.82
	N	0.28	6.44	6.72

гию электронов, при которой в нитриде галлия изменяется фотолюминесценция, – 440 кэВ. Это соответствует порогу  $\sim 19$  эВ. Значительно сложнее со значением пороговой энергии в подрешетке азота. В [14] приводится значение 10.8 эВ. Это соответствует граничной энергии электронов (согласно (1)) всего 65 кэВ. В [15] такая граничная энергия не была обнаружена. Авторы [15] предположили, что генетически родственные дефекты в подрешетке азота активно рекомбинируют уже при комнатной температуре.

В [16], указывая на недостатки методики, использованной в [15], предположили, что порог будет выше раза в полтора. Здесь же приведем теоретические оценки для GaN, выполненные в [17] методом молекулярной динамики, – 45 эВ для атома галлия и 100 эВ для атома азота. Как и ожидалось, наиболее тяжелая ситуация с определением энергетических порогов сложилась для самого “молодого” широкозонного полупроводника – оксида галлия. Прямые эксперименты по определению  $E_d$  еще не проводились. В расчетах используют теоретические оценки 25 (Ga) и 28 эВ (O), сделанные в [18–20].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В табл. 1–3 приведены результаты численного моделирования количества вакансий в подрешетках широкозонного полупроводника на основе галлия (GaN, Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) и для сравнения в SiC, а также полного числа вакансий в расчете на падающий на пленку протон. В третьих графах табл. 1–3

приведены результаты столкновений протонов с атомами обеих подрешеток изучаемых бинарных широкозонных полупроводников. Следующие графы отражают количество вакансий, созданных в подрешетках атомами отдачи. Например, атомы галлия в оксиде галлия могут выбиваться из узлов атомами отдачи любой природы (в равной степени и галлия, и кислорода). В пятых колонках представлено общее количество вакансий, образующихся в пленке толщиной 50 мкм. Укажем, что анализ проводился при статистике 100 тысяч упавших на пленку протонов.

Проведем анализ результатов численного расчета, представленных в табл. 1–3, и сравним с аналитическими выражениями. Для аналитического выражения используем классическую формулу Резерфордского рассеяния, описывающую сечение получения атомом отдачи с атомным номером  $A$  и зарядовым числом  $Z$  энергии больше  $E_d$  при взаимодействии с протоном с энергией  $E_p$ :

$$\sigma_d = (1/4\pi\epsilon_0)^2 \pi(Z^2 e^4 m_p / M E_p E_d) = 2.6 \times 10^{11} Z^2 / (4 A E_p [\text{эВ}] E_d [\text{эВ}]) \text{ [барн]}. \quad (2)$$

Данные табл. 1 позволяют сделать несколько выводов: с уменьшением энергии протонов примерно в два раза (от 15 до 8 МэВ) в согласии с законом Резерфордского рассеяния (формула (2)) в это же число раз должно увеличиться и сечение столкновений  $\sigma$  и, как следствие, количество вакансий, создаваемых непосредственно протоном. Согласно данным, приведенным в третьей графе,

**Таблица 3.** Количество смещений, созданных в пленке SiC ( $\rho = 3.21 \text{ г/см}^3$ ,  $E_d(\text{Si}) = 24 \text{ эВ}$ ,  $E_d(\text{C}) = 18 \text{ эВ}$ ) толщиной 50 мкм в первичных и вторичных столкновениях, в расчете на один протон

$E_p$ , МэВ	Подрешетка	Вакансии, созданные протоном при образовании первично выбитых атомов	Вакансии, образованные в каскаде первично выбитых атомов	Сумма вакансий в подрешетках
8	Si	0.52	1.44	1.96
	C	0.30	1.75	2.05
15	Si	0.27	0.69	0.96
	C	0.15	0.84	0.99

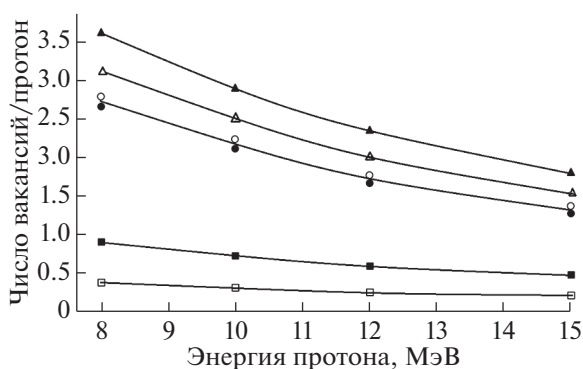
эта закономерность хорошо прослеживается для атомов обеих подрешеток. Этот вывод используем позже, сравнивая расчетные результаты с экспериментальными данными, полученными при промежуточных значениях энергии (от 8 до 15 МэВ).

Другая характеристика резерфордовского закона – зависимость  $\sigma \propto Z^2/(AE_d)$  – очень хорошо просматривается в количестве рассеяний протона, например, на атомах Ga и O (табл. 1–3, графы 3). Согласно этой зависимости количество вакансий  $\eta_{\text{ПВА}}$  (ПВА – первично выбитые атомы), созданных непосредственно протонами в подрешетке галлия ( $\eta_{\text{ПВА}} = \sigma_d N$ ), в 2.5 раза больше, чем в подрешетке кислорода, несмотря на то, что концентрация  $N$  атомов кислорода в оксиде галлия больше концентрации атомов галлия в 1.5 раза ( $5.67 \times 10^{22}$  и  $3.78 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  соответственно).

Однако в каскадном процессе количество создаваемых вакансий в обеих подрешетках примерно одинаково. Часто используемые в литературе так называемые коэффициенты размножения ( $\nu$ ), равные отношению полного количества

вакансий (или пар Френкеля)  $\eta_{\text{ФР}}$  к количеству вакансий, образованных первично выбитыми атомами  $\eta_{\text{ПВА}}$ , составляют в случае  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  для подрешетки кислорода 8.5, для галлия 4.0.

При протонном облучении доля вакансий, созданных непосредственно протонами, составляет 12% для подрешетки кислорода. Остальные 88% создаются атомами отдачи в каскадных процессах. Для подрешетки кремния эти цифры составляют 25 и 75% соответственно. Полное количество вводимых вакансий на один протон составляет для  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  3.33, для GaN 9.54, для SiC 1.95. Эти цифры могут косвенно говорить о будущей радиационной стойкости приборов на основе трех рассматриваемых широкозонных полупроводников по отношению к протонному облучению. Более точная оценка возможна после установления для каждого полупроводника реального вторичного дефектообразования в каждой подрешетке. На рис. 2 представлена зависимость количества вакансий, создаваемых в первичных и вторичных процессах, от энергии протонов.



**Рис. 2.** Зависимость количества смещений, создаваемых в первичных (квадраты) и вторичных (кружки) процессах, в пленке  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , в расчете на один протон от энергии протонов: сплошные символы – смещения в подрешетке галлия; пустые символы – смещения в подрешетке кислорода. Расчет по программе SRIM [7] в случае облучения образцов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  толщиной 50 мкм. Треугольниками обозначены суммы вакансий, создаваемых в подрешетках в обоих процессах.

## СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Как известно, введение радиационных дефектов в широкозонный полупроводник создает глубокие уровни, приводящие к уменьшению концентрации электронов в зоне проводимости (для  $n$ -типа) и компенсации проводимости материала. Табл. 1–3 показывают, что процессы компенсации проводимости всех трех полупроводников будут определяться глубокими центрами, созданными не первично выбитыми атомами, а атомами отдачи, образовавшихся в каскадах смещений. Для сравнения будем использовать экспериментальные данные, полученные для разных полупроводников единым способом – измерением электрофизических (гальванических или емкостных) свойств барьера Шоттки [21–24]. В этих работах на основе стандартной формулы рассчитывали скорость удаления носителей заряда  $\eta_e$ :

$$\eta_e = (n_0 - n)/D, \quad (3)$$

где  $n_0$  и  $n$  – концентрации носителей заряда в полупроводнике до и после облучения соответственно,  $D$  – доза облучения.

В настоящей работе были использованы протоны с энергией 8 МэВ при облучении нитрида галлия и карбида кремния. В [1, 21, 22] те же полупроводники облучали протонами с энергией 15 МэВ. Для оксида галлия были использованы данные всего двух существующих работ [23, 24], в которых проводили облучение протонами с энергией 10 МэВ. Данные суммированы в табл. 4.

Начнем сравнение с наиболее изученного за сорок лет широкозонного полупроводника – с карбида кремния. Как видно из табл. 4, при облучении протонами с энергией 15 МэВ  $\eta_e$  составляет 50–60  $\text{см}^{-1}$ , в то время как  $\eta_{\text{ФР}}$  в подрешетке углерода составляет 198  $\text{см}^{-1}$ . Значит, от 25 до 30% пар Френкеля в подрешетке углерода избегает рекомбинации. Близкие цифры получаются и в случае облучения карбида кремния протонами с энергией 8 МэВ.

Более сложная ситуация складывается для полупроводника со всего лишь двадцатилетней историей – нитрида галлия. Данные, полученные и в настоящей работе, и в [21, 22] (табл. 4), показывают, что скорость удаления носителей заряда примерно в четыре раза меньше, чем скорость образования радиационных дефектов в подрешетке галлия. Если справедлива гипотеза, высказанная в [15], о преобладающей роли именно этой подрешетки, то разделяются также примерно 25% пар Френкеля, образовавшихся в подрешетке галлия. Отметим, что проведенные в [21, 22] эксперименты выполнены на слоях нитрида галлия, выращенных методом хлоридно-гидридной газофазной эпитаксии. Для слоев GaN, выращенных различными методами, в литературе приводятся различные значения параметра  $\eta_e$ . Так, при одинаковой энергии протонов (например, 1 МэВ) можно встретить в литературе значения  $\eta_e$  от 440 до 3880  $\text{см}^{-1}$  [25, 26].

Наконец, обратимся к последнему, самому молодому из рассматриваемых широкозонных полупроводников – оксиду галлия. Эксперименты по определению  $\eta_e$  были выполнены только в последние пять лет [23, 24]. Полученные значения  $\eta_e$  составили 235.7 [23] и ~400  $\text{см}^{-1}$  [24]. Расчетные значения  $\eta_{\text{ФР}}$  в случае облучения оксида галлия протонами с энергией 10 МэВ составляют 575  $\text{см}^{-1}$  для подрешетки галлия и 480  $\text{см}^{-1}$  для подрешетки кислорода (табл. 2). Если предполагать участие радиационных дефектов обеих подрешеток в компенсации проводимости  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , то степень диссоциации пар Френкеля будет от 25 до 40%.

Сравнивая экспериментальные значения параметра  $\eta_e$  для трех анализируемых полупровод-

**Таблица 4.** Сравнение расчетных скоростей образования пар Френкеля  $\eta_{\text{ФР}}$  и экспериментальных скоростей удаления носителей заряда  $\eta_e$  в трех широкозонных полупроводников при облучении протонами с энергией несколько МэВ

$E_p$ , МэВ	Подрешетка	$\eta_{\text{ФР}}$ , $\text{см}^{-1}$
Оксид галлия		
10	Ga	575
	O	480
	$\eta_e$ , $\text{см}^{-1}$	235.7 [23] 400 [24]
Нитрид галлия		
8	Ga	1058
	N	1438
	$\eta_e$ , $\text{см}^{-1}$	235–260
Нитрид галлия		
15	Ga	564
	N	1344
	$\eta_e$ , $\text{см}^{-1}$	130–145 [21, 22]
Карбид кремния		
8	Si	392
	C	410
	$\eta_e$ , $\text{см}^{-1}$	110–130
Карбид кремния		
15	Si	192
	C	198
	$\eta_e$ , $\text{см}^{-1}$	50–60 [1]

ников, можно сказать, что количество радиационных дефектов, создаваемых при протонном облучении в оксиде и нитриде галлия, достаточно близкое; однако это количество примерно вдвое превышает количество радиационных дефектов в карбиде кремния.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые с помощью математического моделирования рассчитано количество смещений, создаваемых не только первично выбитыми атомами, но и атомами отдачи, генерируемыми в каскадах смещений в двух широкозонных полупроводниках на основе галлия – оксида галлия ( $\text{Ga}_2\text{O}_3$ ) и нитрида галлия (GaN) при рассеянии протонов с энергией 8 и 15 МэВ.

В ходе проведенных исследований было установлено, что полное количество вводимых вакан-

сий на один протон составляет для Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 3.33, для GaN 9.54, для SiC 1.95. Эти цифры могут лишь косвенно говорить о радиационной стойкости приборов на основе трех рассматриваемых широкозонных полупроводников по отношению к протонному облучению. Более точная оценка возможна после установления для каждого полупроводника реального вторичного радиационного дефектообразования в каждой подрешетке [27, 28]. Показано, что при протонном облучении доля вакансий, созданных непосредственно протонами, во всех подрешетках не превышает 25%. Остальные 75% создаются атомами отдачи в каскадных процессах. Поэтому процессы компенсации проводимости галлиевых широкозонных полупроводников, наблюдаемые при протонном облучении, будут определяться глубокими центрами, созданными не первично выбитыми атомами, а атомами отдачи, образовавшихся в каскадах смещений. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных, на основе которого установлено, что доля пар Френкеля, диссоциирующих на отдельные компоненты, составляет от 25 до 40%.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

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

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kozlovski V., Abrosimova V. Radiation Defect Engineering. Selected Topics in Electronics and Systems V. 37. Singapore: World Scientific, 2005. 264 p.
2. Claeys C., Simoen E. Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices. Berlin: Springer-Verlag, 2002. 401 p.
3. Strokana N.B., Ivanov A.M., Savkina N.S. et al. // Semiconductors. 2004. V. 38. P. 807.
4. Van Lint V.A.J. Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials. John Wiley & Sons, 1980.
5. Козловский В.В., Васильев А.Э., Лебедев А.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2016. № 7. С. 19.
6. Козловский В.В., Васильев А.Э., Карасев П.А., Лебедев А.А. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52. № 3. С. 327.
7. SRIM-2013 Software Package. <http://www.srim.org>  
[https://doi.org/10.1007/978-1-4615-8103-1\\_3](https://doi.org/10.1007/978-1-4615-8103-1_3)
8. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Matter. New York: Pergamon, 1985.
9. Steeds J.W., Carosella F., Evans G.A. et al. // Mater. Sci. Forum. 2001. V. 353–356. P. 381.
10. Steeds J.W., Evans G.A., Furkert S. et al. // Diamond Related Mater. 2002. V. 11. P. 1923.
11. Lebedev A.A. Radiation Effects in Silicon Carbide // Materials Research Forum LLC, Millersville, USA, 2017. V. 6. PA 17551.
12. Pons D., Bourgoin J.C. // J. Phys. C. 1985. V. 18. P. 3839.
13. Barry A.L., Maxseiner R., Wójcik R. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1990. V. 37. № 6. P. 1726.
14. Look D.C., Reynolds D.C., Hemsky J.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 2273.
15. Ionascut-Nedelcescu A., Carlone C., Houdayer A., von Bardeleben H.J., Cantin J.-L., Raymond S. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2002. V. 49. P. 2733.
16. Emtsev V.V., Davydov V.Yu., Emtsev K.V., Poloskin D.S., Oganessian G.A., Kozlovski V.V., Haller E.E. // Phys. Stat. Sol. C. 2003. № 2. P. 601.
17. Pearton S.J., Ren F., Patrick E., Law M.E., Polyakov A.Y. // ECS J. Solid State Sci. Technol. 2016. V. 5. P. Q35.
18. Bardeleben H.J., Zhou S., Gerstmann U. et al. // APL Mater. 2019. V. 7. P. 022521.
19. Kim J., Pearton S.J., Fares C. et al. // J. Mater. Chem. C. 2019. V. 7. P. 10.
20. Farzana E., Chaiken M.F., Blue T.E. et al. // APL Mater. 2019. V. 7. P. 022502.
21. Лебедев А.А., Белов С.В., Мынбаева М.Г. и др. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. Вып. 10. С. 1386.
22. Lebedev A.A., Belov S.V., Mynbayeva M.G. et al. // Mater. Sci. Forum. 2016. V. 858. P. 1186.
23. Yang J., Chen Z., Ren F. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2018. V. 36. № 1. P. 011206.
24. Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Shchemerov I.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. P. 092102.
25. Karmarkar A.P., White B.D., Buttari D., Fleetwood D.M., Schrimpf R.D., Weller R.A., Brillson L.J., Mishra U.K. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2005. V. 52. P. 2239.
26. Auret F.D., Goodman S.A., Hayes M., Legodi M.J., Hullaharad S.S., Friedland E., Beaumont B., Gibart P. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2001. V. 175–177. P. 292.
27. Козловский В.В., Васильев А.Э., Емцев В.В., Оганесян Г.А., Лебедев А.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 12. С. 20.
28. Pearton S.J., Ren F., Mastro M. Gallium Oxide. Technology, Devices and Applications. Elsevier, 2019.

## Formation of Radiation Defects in Wide-Band Semiconductors Based on Gallium ( $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , GaN) under Proton Irradiation

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. Levinshtein<sup>2, \*\*\*\*\*</sup>, A. M. Strelchuk<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

\*\*\*\*e-mail: ezhurkin@phmf.spbstu.ru

\*\*\*\*\*e-mail: melev@nimis.ioffe.ru

\*\*\*\*\*e-mail: anatoly.strelchuk@mail.ioffe.ru

Using mathematical modeling of the displacement cascade in two wide-gap semiconductors based on gallium, gallium oxide ( $\text{Ga}_2\text{O}_3$ ) and gallium nitride (GaN), the features of the generation of Frenkel pairs during the scattering of protons with energies of 8 and 15 MeV are considered. The number of displacements created not only by primary knocked-on atoms, but also by recoil atoms generated in displacement cascades is calculated for the first time. Calculations have shown that under proton irradiation of  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , for example, the fraction of vacancies in the oxygen sublattice created directly by protons is only 12%. The remaining 88% are created by recoil atoms in cascade processes. For the gallium sublattice, these fractions are 25 and 75%, respectively. Therefore, the processes of compensating the conductivity of GaN and  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  observed under proton irradiation will be determined by deep centers created not by primary knocked-on atoms, but by recoil atoms formed in displacement cascades. A comparison with experimental data is made, and the fraction of Frenkel pairs dissociating during irradiation is estimated.

**Keywords:** proton irradiation, gallium oxide, gallium nitride, radiation defects, numerical simulation, cascade processes, Frenkel pair.