

УДК 621.315.592

## Исследование аномально высокого времени релаксации фототока в диодах Шотки на основе $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

© 2023 г. И. В. Щемеров<sup>1</sup>✉, А. Я. Поляков<sup>1</sup>, А. В. Алмаев<sup>2</sup>,  
В. И. Николаев<sup>3</sup>, С. П. Кобелева<sup>1</sup>, А. А. Васильев<sup>1</sup>, В. Д. Кирилов<sup>1</sup>,  
А. И. Кочкова<sup>1</sup>, В. В. Копьев<sup>2</sup>, Ю. О. Куланчиков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,  
Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация*

<sup>2</sup> *Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
просп. Ленина, д. 36, Томск, 634050, Российская Федерация*

<sup>3</sup> *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
Политехническая ул., д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Российская Федерация*

✉ Автор для переписки: [schemerov.iv@misis.ru](mailto:schemerov.iv@misis.ru)

**Аннотация.** Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> — широкозонный материал с рядом уникальных характеристик, которые делают его перспективным материалом фотоники; он оптически прозрачен для оптического и ближнего ультрафиолетового излучения, обладает высокими значениями пробивных напряжений и высокой радиационной стойкостью. Одним из недостатков, которые в настоящее время препятствуют использованию данного материала в солнечно-слепых фотодетекторах, является аномально большое время нарастания и спада фотопроводимости, которое может достигать сотен секунд. Такая «замедленная» фотопроводимость существенно ограничивает область применения этих материалов. Проведены исследования природы этого эффекта. Выполнены измерения времени нарастания и спада фотоиндуцированного тока в диодах Шотки на основе  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, выращенных методом HVPE на сапфире, при засветке светодиодами с длиной волны 259 и 530 нм. При засветке ультрафиолетовым излучением рост тока через фоточувствительную структуру из двух встречных диодов происходил в три этапа: достаточно быстрое нарастание с характерным временем 70 мс, медленный рост с характерным временем 40 с и затянутый спад с характерным временем порядка 300 с. При последующей засветке излучением зеленого цвета рост тока с характерным временем 130 мс и 40 с накладывался на стимулируемый засветкой медленный спад амплитуды максимального тока с характерным временем порядка 1500 с. Анализ релаксации тока показал наличие глубоких центров с энергией ( $E_C - 0, 17$  эВ). Существенное замедление релаксации фотоиндуцированного тока можно связать с флуктуациями потенциала вблизи барьера Шотки.

**Ключевые слова:** оксид галлия, солнечно-слепые фотодетекторы, ультрафиолетовые фотопреобразователи, замедленный фотоэффект, растянутые экспоненты

**Благодарности:** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-72-00010).

**Для цитирования:** Щемеров И.В., Поляков А.Я., Алмаев А.В., Николаев В.И., Кобелева С.П., Васильев А.А., Кирилов В.Д., Кочкова А.И., Копьев В.В., Куланчиков Ю.О. Исследование аномально высокого времени релаксации фототока в диодах Шотки на основе  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники.* 2023; 26(2): 137—147. <https://doi.org/10.17073/1609-3577-2023-2-137-147>

# Nature of the abnormally high photocurrent relaxation time in the $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-based Schottky diodes

I. V. Schemerov<sup>1</sup>✉, A. Yu. Polyakov<sup>1</sup>, A. V. Almaev<sup>2</sup>, V. I. Nikolaev<sup>3</sup>, S. P. Kobeleva<sup>1</sup>, A. A. Vasilyev<sup>1</sup>, V. D. Kirilov<sup>1</sup>, A. I. Kochkova<sup>1</sup>, V. V. Kopiev<sup>2</sup>, Yu. O. Kulanchikov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> National University of Science and Technology “MISIS”,  
4-1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation

<sup>2</sup> Tomsk State University, 36 Lenin Ave., Tomsk 634050, Russian Federation

<sup>3</sup> Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences,  
26 Politehnicheskaya Str., St. Petersburg 194021, Russian Federation

✉ Corresponding author: schemerov.iv@misis.ru

**Abstract.** Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> is an ultra-wideband material with excellent optical characteristics. It is a promising material for power applications and optoelectronics because of its high electrical breakdown voltage and radiation hardness. It is optically transparent for visible light and UVA but UVC-sensitive. One of the main disadvantages of this material is the anomalous slow photoeffect: photoconductivity rise and decay characteristic times can be more than hundreds of seconds long. This “slow” photoconductivity effect severely limits the utilisation of the Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-based devices. The aim of this work is the investigation of the nature of this effect. The results of the photoinduced current rise and decay under 530 nm and 259 nm LED are measured in the HVPE-grown  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-based Schottky diode. Upon UV-illumination the photocurrent rise consists of three parallel processes: fast signal growth, slow growth and very slow decay with characteristic times near 70 ms, 40 s and 300 s respectively. Subsequent 530 nm LED illumination resulted in photoinduced current rise consisting of two mechanisms with characteristic times 130 ms and 40 s on which a very slow decrease of the photocurrent amplitude with characteristic time of 1500 s was superimposed. 530 nm illumination stimulates this process. Photoinduced current relaxation analysis shows the presence of the deep levels with energies ( $E_C - 0.17$  eV). It is suggested that extremely slow relaxations can be associated with potential fluctuations near the Schottky barrier.

**Keywords:** gallium oxide, solar-blind photodetectors, ultraviolet photodetectors, slow photoeffect, stretched exponents

**Acknowledgements:** The research was supported by RSF (project No. 22-72-00010).

**For citation:** Schemerov I.V., Polyakov A.Yu., Almaev A.V., Nikolaev V.I., Kobeleva S.P., Vasilyev A.A., Kirilov V.D., Kochkova A.I., Kopiev V.V., Kulanchikov Yu.O. Nature of the abnormally high photocurrent relaxation time in the  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-based Schottky diodes. *Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoi tekhniki = Materials of Electronics Engineering*. 2023; 26(2): 137–147. <https://doi.org/10.17073/1609-3577-2023-2-137-147>

## Введение

Оксид галлия (Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) — широкозонный полупроводник, который в настоящее время считается перспективным материалом фотоники за счет своих уникальных свойств. Ширина запрещенной зоны в Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> составляет 4,8 эВ для стабильного  $\beta$ -полиморфа и более 5 эВ для метастабильного  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Материал является оптически прозрач-

ным, вплоть до дальнего ультрафиолетового излучения (260 нм), что позволяет использовать его как основу для солнечно-слепых фотодетекторов [1–3]. В этом материале наблюдается высокая скорость насыщения для электронов (до  $2 \cdot 10^7$  см/с) при высокой подвижности ( $200$  см<sup>2</sup>/(В·с)), а также огромная квантовая эффективность: на диодах Шоттки Ni/ $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> относительно просто может быть получен квантовый выход на уровне сотен и

© 2023 National University of Science and Technology “MISIS”.

This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original author and source are credited.

тысяч процентов [4]. Это обусловлено тем, что при генерации электронно-дырочных пар захват дырок происходит очень быстро, после чего высокий уровень эффективности преобразования обеспечивается увеличивающимся количеством электронов и очень низкой вероятностью рекомбинации.

Ограничивающим фактором для использования  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  в силовых устройствах является большое количество дефектов в глубине запрещенной зоны, выступающих как центры захвата носителей. Присутствие глубоких электронных ловушек приводит к появлению длинных «хвостов» в токе диодов Шоттки и полевых транзисторов на основе  $\text{Ga}_2\text{O}_3$   $n$ -типа проводимости и выраженному коллапсу тока в полевых транзисторах вследствие захвата носителей глубокими центрами под затвором и между краем затвора и стоком. Отсутствие в системе  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  мелких акцепторов, позволяющих получить эффективную проводимость  $p$ -типа, и сильно выраженное электрон-фононное взаимодействие, превращающее при температурах ниже  $\sim 200$  К свободные дырки в валентной зоне в малоподвижные поляронные состояния, препятствуют созданию биполярных приборов на основе  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  и создают серьезные проблемы при разработке  $p$ – $n$ -гетеропереходов с материалами, в которых можно легко получить дырочную проводимость. В то же время собственные точечные дефекты и примесные атомы, являющиеся акцепторами в обычных полупроводниках, создают в  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  амфотерные центры с глубокими акцепторными состояниями. Типичными примерами являются вакансии галлия и их модификации и комплексы с примесными атомами (например, комплексы вакансий галлия с водородом [5, 6]). Концентрации таких глубоких акцепторов могут быть очень высокими, что приводит к эффективному захвату дырок, возбуждаемых светом, и электронов, забрасываемых из канала транзистора в высокоомный буфер. Это проявляется в сильном замедлении процессов насыщения и спада фототока в фотоприемниках и в задержке по фазе (*Gate-lag*) тока стока по отношению к импульсному переключению напряжения на затворе и на стоке в полевых транзисторах.

Для нынешнего состояния УФ-фотоприемников на основе диодов Шоттки на базе  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  характерны anomalно высокая фоточувствительность с большим усилением квантового выхода и очень медленное нарастание/спад фототока таких диодов. Считается, что наблюдаемый эффект обусловлен прилипанием фотогенерированных дырок на глубоких акцепторах в области пространственного заряда диода Шоттки, приводящим к уменьшению высоты барьера Шоттки. Подобные центры захвата замедляют процессы переключения и увеличивают время реакции на импульс света. Это является важной причиной замедленно-

го фотоотклика, когда при засветке собственным светом фотодетектор насыщается не сразу, а через длинный промежуток времени. Характерное время насыщения при засветке ультрафиолетовым излучением может составлять единицы, а иногда и сотни секунд, что не позволяет использовать этот материал в тех областях, где время отклика критически важно (детекторы пламени, трекары спутников, космическая связь, ультрафиолетовая спектроскопия) [6–12].

Вопросами определения причин anomalно высокого времени фотоотклика ученые занимаются уже не первый год. Так, уже в 2015 г. было показано [13], что в пленках  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$  с имплантированным Si можно обнаружить фотоотклик на уровне 1,45 А/Вт при времени спада и нарастания порядка 33 с. Фоточувствительность удалось значительно повысить позднее [4], когда было продемонстрировано, что на пленках  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , выращенных методом *mist-CVD* на подложках сапфира, фотоотклик может достигать 150 А/Вт при внешней квантовой эффективности, превышающей  $7 \cdot 10^4$  %. И хотя за счет совершенствования ростовых технологий фотоотклик удалось довести до тех параметров, которые необходимы для качественного функционирования, время нарастания и время спада фототока, по-прежнему, неудовлетворительны, что ограничивает их применение. В работе [14] было показано, что на пленках  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , выращенных методом *MOCVD* на подложке Si с диэлектрическим слоем  $\text{SiO}_2$  (кремний выступает в роли обратного затвора) и омическими контактами Ti/Au, можно получить МОП-структуру, характеристики которой существенно зависят от освещения светом с длиной волны 254 нм (фототок превышает темновой на пять порядков, фотоотклик 400 А/Вт). При этом время нарастания и время спада существенным образом зависят от напряжения, приложенного к затвору. Так, при отсутствии напряжения на затворе характерные времена нарастания и спада составляют 6 и 5 с соответственно, а при приложении к затвору +10 В они уменьшаются до 0,23 и 0,13 с. Это связано с большой концентрацией подвижных электронов, которые при прямом смещении на затворе собираются в подзатворной области и могут образовать проводящий канал при приложенном смещении. Таким образом, можно говорить о том, что в первую очередь большое время фотоотклика связано с дырками, которые захватываются глубокими ловушками.

Если говорить о возможной природе глубоких уровней, служащих центрами захвата для дырок, то такие исследования продолжаются и в настоящее время. В работе [15] путем сканирования по температуре и анализа термически стимулированного тока (*Thermally Stimulated Current, TSC*) были получены энергии активации для глубоких

центров, ответственных за захват дырок, близкие к 0,64 и 1,03 эВ. Эти значения хорошо согласуются с результатами измерений в пленках  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, легированных Si, после облучения высокоэнергетическими протонами (20 МэВ, флюенс 10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup>). Было показано, что в таких образцах имеет место очень длительная остаточная фотопроводимость, обусловленная тремя дырочными ловушками с энергиями 0,2—0,25 эВ (при температурах порядка 100 К), 0,3—0,4 эВ (широкий пик с коэффициентом уширения порядка 0,6) и 1,3—1,4 эВ (при температурах выше комнатной) [16].

Ниже приведены результаты измерений характерного времени нарастания и спада фотоиндуцированной проводимости при засветке диодов Шотки на основе  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> светодиодами с длиной волны 530 и 259 нм. Анализ спектра релаксаций проводился путем расчета первой производной сигнала по логарифму времени.

### Образцы и методы исследования

Измерения проводили на пленках  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (метастабильный полиморф с решеткой типа корунда), выращенных на сапфире методом хлорид-гидридной газофазной эпитаксии (HVPE). Подробное описание условий роста приведено в работе [17]. Толщина пленки составляла 5 мкм. В ходе роста дополнительное легирование не проводили. Концентрация остаточных примесей (в основном атомов Sn) составляла порядка 10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>. После выращивания пленки на поверхность были нанесены контакты Шотки в виде двух встречных гребенчатых контактов. Размеры и структура образца приведены на рис. 1.

Контакты Шотки наносили послойно: сначала Ti (100 нм), затем Ni (100 нм). Ширина «пальцев» одинакова и равна 10 мкм, общее количество — 75, расстояние между ними 30 мкм.

Измерения тока проводили между двумя контактами Шотки. На рис. 2 приведена вольт-амперная характеристика образца в темноте и при засветке.

Из рис. 2 видно, что фоточувствительность образца существенно растет с уменьшением длины волны засветки. Освещение с длинами волн 940 и 530 нм (1,3 и 2,3 эВ соответственно) проводили с помощью светодиодов с электрической мощностью до 3 Вт. Освещение с длиной волны 259 нм (4,8 эВ) — светодиодами с электрической мощностью 50 мВт. Измерения выполняли в криостате фирмы Cryotrade (Россия). Источник/измеритель тока Keysight B2902 использовался на всех этапах измерений. В ходе работы исследовали характерное время изменения фотоиндуцированного тока при включении/выключении засвечивающего светодиода.

Кривые релаксации фототока имели вид многоэкспоненциальных кривых:

$$f(t) = \sum_{i=1}^n A_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right), \quad (1)$$

где  $t$  — время;  $\tau_i$  — характерное время релаксации  $i$ -го релаксационного процесса;  $A_i$  — его амплитуда;  $n$  — количество идущих параллельно процессов.

Для эффективного анализа результатов необходимо было разбить сложный спектр на составляющие, каждую из которых можно ассоциировать с одним процессом. Для этого существует множество методов, таких как Лапласовская спектроскопия [18], обратная свертка в соответствии с Байесовским алгоритмом [19] или прямая подгонка релаксационной кривой набором экспонент при помощи математических пакетов. Однако у этих методов есть существенные недостатки: они предполагают, что составляющих релаксационной кривой не более 2—3, и они представляют собой точную экспоненту. При этом в широкозонных материалах

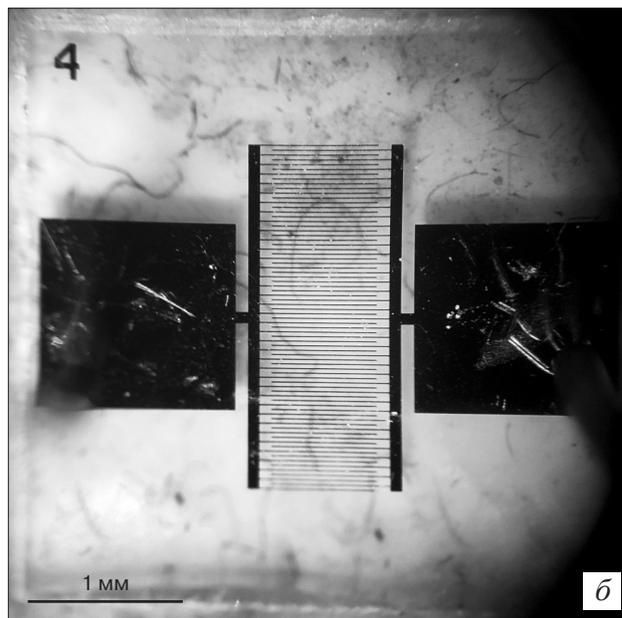
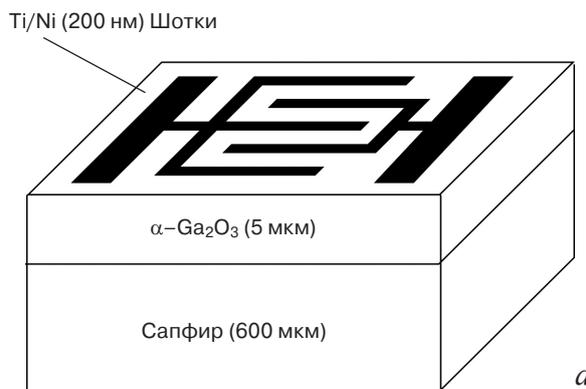


Рис. 1. Структура (а) и фотография поверхности (б) исследованного образца

Fig. 1. (a) Sample structure and (b) photograph of the sample surface

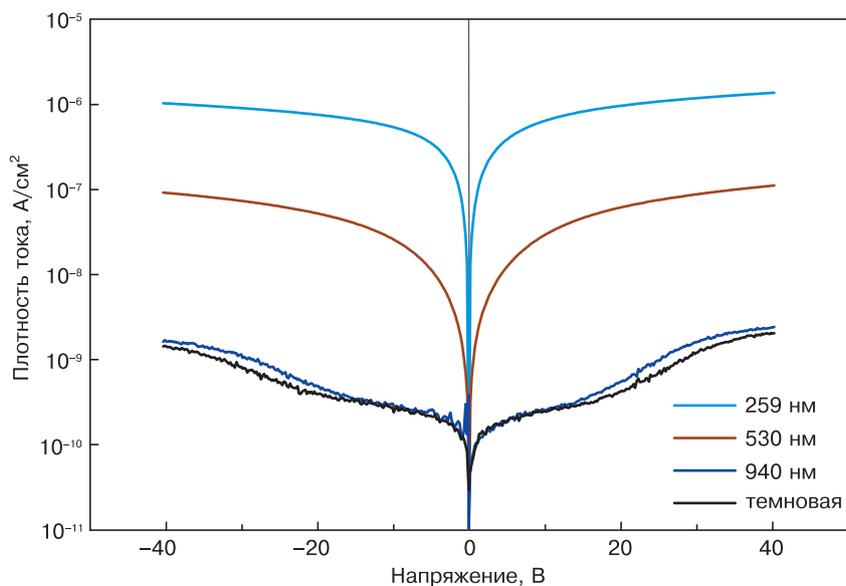


Рис. 2. Вольт–амперные характеристики образца в темноте и при засветке с разными длинами волн  
 Fig. 2. CV characteristics of the sample in the dark and under illumination with different wavelengths

неоднократно наблюдались процессы, описываемые так называемой растянутой экспонентой [16, 20, 21], т. е. уравнением вида

$$f(t) = A \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right], \quad (2)$$

где  $\beta$  — коэффициент уширения,  $0 < \beta \leq 1$ .

Физически это означает, что характерное время релаксации со временем замедляется, меняясь как

$$t = \tau_0 t^{(1-\beta)}. \quad (3)$$

Источников такого замедления может быть несколько. Главным образом, это может быть связано с тем, что захват носителей происходит не на дискретных уровнях, таких как локальные дефекты в структуре полупроводника, а на широкой зоне, образованной, например, большим количеством поверхностных состояний. Эффект Пула—Френкеля, особенно вблизи барьера, может существенно изменить энергию активации центров и также привести к уширению уровня и образованию зоны [22]. Кроме того, флуктуации потенциала вблизи контакта Шотки приводят к неоднородному изгибу зон и также к уширению релаксационной кривой. В работе [21] авторами статьи была описана методика преобразования релаксационной кривой к более простому для анализа виду путем рассмотрения первой производной сигнала по логарифму времени. Удобство данного рассмотрения можно видеть из рис. 3.

При рассмотрении моноэкспоненциальной кривой в полупологарифмическом масштабе кривая имеет явную точку перегиба в момент времени  $t = \tau$ , где  $\tau$  — характерное время релаксации для данной кривой. Первая производная этой кривой

по логарифму времени имеет явно выраженный максимум, а затем довольно быстро приближается к нулю, характерная полуширина пика незначительно превышает один порядок величины. Разделение кривой, состоящей из нескольких пиков, проводится проще и нагляднее, чем монотонного экспоненциального спада. Кроме того, в таком представлении «растягивание» релаксационной кривой имеет наглядное выражение: пик, ассоциируемый с экспонентой, описываемой выражением (2), однородно растягивается в  $\beta^{-1}$  раз и имеет в  $\beta$  раз уменьшенную амплитуду, при этом максимум, по-прежнему, приходится на точку  $t = \tau$  (см. рис. 3, в). Пик в данных координатах описывается уравнением

$$\frac{df(t)}{d \ln(t)} = -A\beta \exp(\delta\beta) \exp[-\exp(\delta\beta)], \quad (4)$$

где  $\delta = \ln(t) - \ln(\tau)$ .

Разложение мультиэкспоненциальной кривой на сумму пиков, описываемых выражением (4), можно проводить как при помощи математических пакетов, так и непосредственно на графике, отмечая положения максимумов и полуширины пиков. Если считать, что характерные времена релаксационных процессов, протекающих по различным механизмам, существенно различаются, можно ассоциировать каждый пик на кривой (положительный или отрицательный) с одним процессом (нарастания или спада соответственно).

Анализ релаксационных процессов в структуре осуществляли следующим образом. Между контактами Шотки устанавливалось постоянное напряжение, равное 10 В, и непрерывно измерялся ток. В момент включения света (259 нм) начинала регистрироваться кривая нарастания фотоинду-

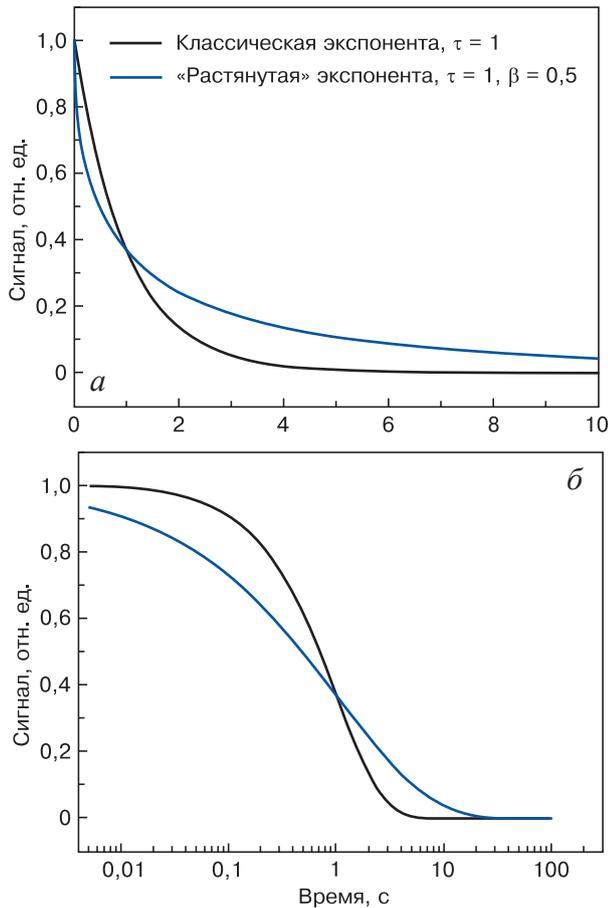
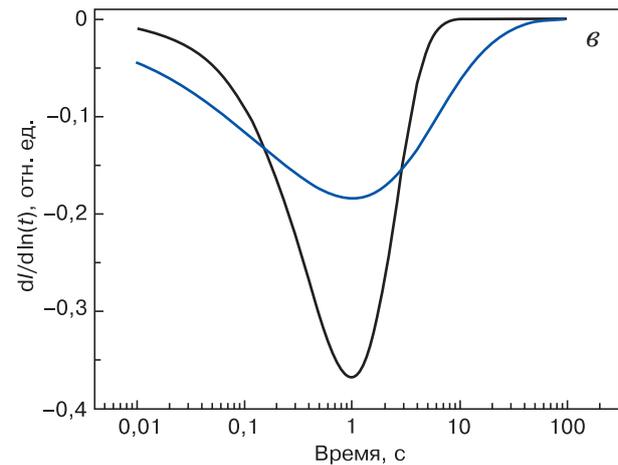
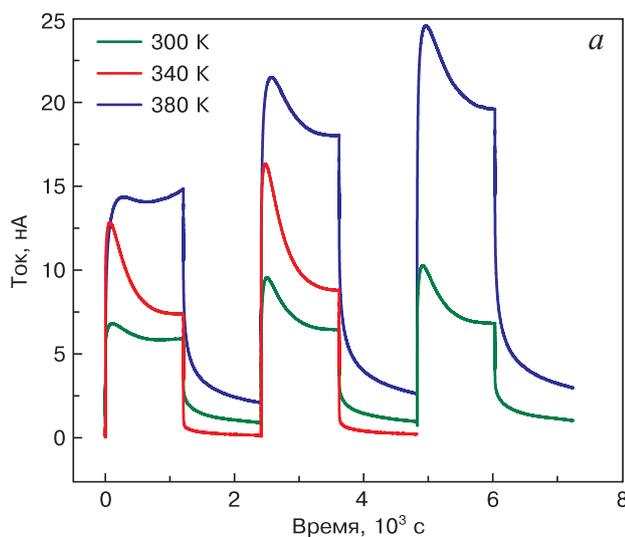


Рис. 3. Анализ релаксационной кривой по логарифму времени:  
 а — обычная и «растянутая» экспоненты ( $\beta = 0,5$ );  
 б — в полулогарифмическом масштабе; в — первая производная сигнала от времени

Fig. 3. Curve analysis using first order derivative with the logarithm of time: (a) simple and "stretched" exponents ( $\beta = 0.5$ ); (b) curves in the semilogarithm scale; (в) first derivative of the signal with the logarithm of time



цированного тока. Шаг измерения составлял 3 мс. Продолжительность импульса засветки составляла 2000 с. Затем свет выключался и измерялась кривая спада. После нескольких циклов включения/выключения проводилась серия аналогичных измерений со светодиодом 530 нм. Измерения проводились при температурах 300, 340 и 380 К для того, чтобы определить активационную зависимость характерных времен релаксации.



### Результаты и их обсуждение

Результаты измерений нарастания и спада фотоиндуцированного тока приведены на рис. 4.

Из рис. 4 видно следующее:

- на кривой нарастания можно выделить несколько участков: очень быстрый этап роста сигнала (порядка долей секунды) и затем более медленный рост (порядка нескольких десятков секунд);

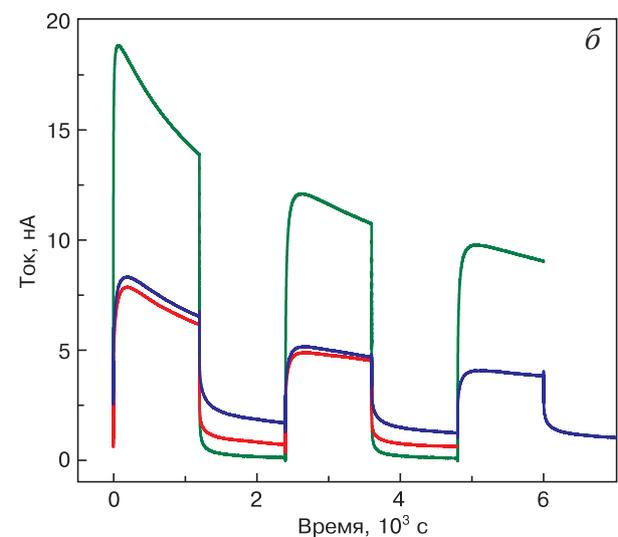


Рис. 4. Кривые нарастания и спада фотоиндуцированного тока после засветки с разной длиной волны:  
 а — 259 нм; б — 530 нм

Fig. 4. Rise and decay curves of the photoinduced current after illumination with different wavelengths: (a) 259 nm; (б) 530 nm

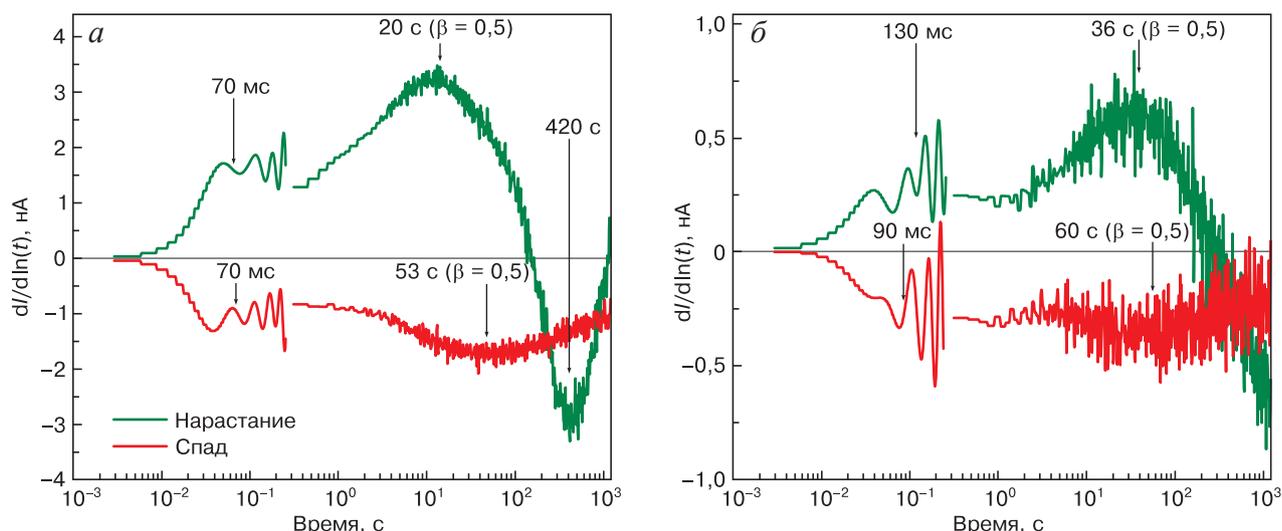


Рис. 5. Первая производная по логарифму времени для измерений при температуре 380 К: а — 259 нм; б — 530 нм  
 Fig. 5. First derivative with respect to the logarithm of time for measurements at a temperature of 380 К: (а) 259 nm; (б) 530 nm

- после засветки длиной волны 259 нм появляется сигнал большой амплитуды, который спадает достаточно медленно (характерное время порядка 1000 с) при засветке длиной волны 530 нм;

- с изменением температуры более «быстрый» процесс ускоряется, в то время как самый «медленный» практически не меняется.

На рис. 5 приведен график первой производной релаксационных кривых по спаду фотопроводности для нарастания и спада сигнала при температуре 380 К.

При таком преобразовании становится очевидно, что эти кривые описываются несколькими релаксационными процессами. Обозначим их (1—3), где процесс 1 — самый быстрый, с характерным временем релаксации  $\tau_1$  порядка десятков миллисекунд, процесс 2 — достаточно медленный, с характерным временем  $\tau_2$  порядка десятков секунд. Процесс 3 — самый медленный, на некоторых графиках не наблюдается. Это может говорить о его незначительной амплитуде или очень большом

характерном времени, выходящим за пределы измерения. Некоторые из этих процессов можно представить в виде «растянутых» экспонент с коэффициентом уширения  $\beta \sim 0,5$ . В табл. 1 приведено характерное время релаксации для каждого пика при разных температурах и условиях освещенности. Погрешность измерения характерного времени релаксации для такого пика составляет до 20 % для 259 нм и до 30 % для 530 нм.

Из всех перечисленных пиков только пик, соответствующий  $\tau_1$  для обоих типов засветки, имеет характер, близкий к активационному (рис. 6).

Для кривых нарастания при засветке длиной волны 259 и 530 нм энергия активации этого пика близка, и составляет  $0,17 \pm 0,03$  эВ. Для измерений релаксационных кривых спада фотоиндуцированного тока точность недостаточна: энергия ионизации получается на уровне  $0,1 \pm 0,15$  эВ, похожий на уровень ( $E_C - 0,35$  эВ), который ранее наблюдался нами [23—25]. Природа этих центров до конца непонятна из-за малого количества информации о

Таблица 1 / Table 1

**Характерные времена релаксации для различных процессов**  
 Characteristic relaxation times for various processes

| Длина волны, нм | Время релаксации, с | Нарастание |       |       | Спад  |       |       |
|-----------------|---------------------|------------|-------|-------|-------|-------|-------|
|                 |                     | 300 К      | 340 К | 380 К | 300 К | 340 К | 380 К |
| 259             | $\tau_1$            | 0,45       | 0,22  | 0,07  | 0,2*  | 0,1*  | 0,07* |
|                 | $\tau_2$            | 40         | 35    | 20    | 200*  | 150*  | 40*   |
|                 | $\tau_3$            | 350        | 400   | 400   |       |       |       |
| 530             | $\tau_1$            | 0,85       | 0,23  | 0,07  | 0,2*  | 0,11* | 0,09* |
|                 | $\tau_2$            | 20*        | 40*   | 50*   | 100*  | 80*   | 60*   |

\* Широкий пик, который может соответствовать как «растянутой» экспоненте с коэффициентом уширения  $\beta \sim 0,5$ , так и сумме из нескольких экспонент с близкими характерными временами.

спектрах глубоких центров в  $\alpha\text{-Ga}_2\text{O}_3$ . Согласно результатам моделирования, проведенного методами функционала плотности [26], возможным источником такого центра являются собственные точечные дефекты, однако, это требует дополнительных исследований. Длительный процесс, длящийся сотни секунд, можно ассоциировать с медленным выбросом носителей, обусловленным флуктуациями потенциала вблизи барьера. Можно ожидать, что пики, соответствующие процессу 2, действительно, являются «растянутыми» экспонентами, а не набором близкорасположенных кривых с близкими значениями характерных времен релаксации, так как с ростом температуры полуширина пиков практически не менялась, как можно было ожидать при анализе процессов с различными энергиями активации. Тем не менее для подробного исследования этого вопроса требуется проведение дополнительных испытаний в более широком температурном диапазоне, а также математического моделирования поведения данных структур.

Если проследить за изменением фотоиндуцированного тока при неоднократной засветке светодиодом с длиной волны 530 нм, можно видеть, что на экспоненциальное нарастание сигнала накладывается очень продолжительный процесс уменьшения амплитуды максимального тока (см. рис. 4, б). Характерное время этого процесса слабо меняется с температурой и составляет  $1500 \pm 300$  с. При этом в промежутках между моментами засветки скорость спада амплитуды максимального сигнала уменьшается, т. е. этот процесс стимулируется засветкой 530 нм. Это можно объяснить тем, что засветка светом с энергией 2,4 эВ заполняет глубокие центры, которые могли бы участвовать в захвате дырок. После этого темп самозахвата дырок замедляется, из-за чего уменьшается также эффективность квантового выхода. Такими центрами могут являться глубокие уровни

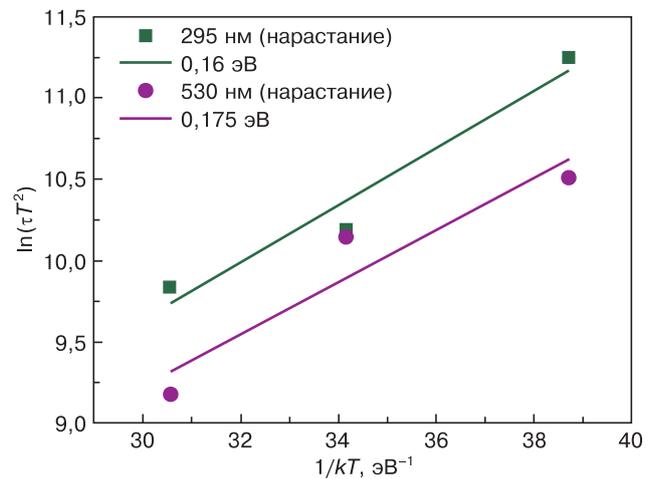


Рис. 6. Положение пиков, соответствующих  $\tau_1$ , в Аррениусовских координатах

Fig. 6. Arrhenius plot of the peak position for the  $\tau_1$  process

с энергией оптической ионизации вблизи 2,3 эВ, которые ранее наблюдались в подобных образцах при измерении методом релаксационной оптической спектроскопии глубоких уровней [27]. Важную информацию можно получить путем анализа амплитуды пиков на графике производной сигнала по логарифму времени, так как она прямо пропорциональна предэкспоненциальному множителю в выражении (1). Так, из рис. 5, а можно оценить характерные амплитуды, соответствующие процессам 1—3 на кривой нарастания фотоиндуцированного тока. В табл. 2 приведены значения характерных амплитуд релаксаций  $A_i$  с учетом коэффициента уширения, согласно выражению (4).

Исходя из результатов, приведенных в табл. 2, можно считать, что при температурах выше комнатной в релаксационном процессе доминирует процесс, протекающий по второму механизму, это связано со слабой температурной зависимостью процессов 2 и 3 по сравнению с процессом 1. При проведении серии измерений при одной температуре соотношения между пиками меняются. При

Таблица 2 / Table 2

**Характерные амплитуды релаксаций  $A_i$  (в нА) для первой (второй) серии измерений при различных температурах**  
 Characteristic relaxation amplitudes  $A_i$  (in nA) for the first (second) series of measurements at different temperatures

| Длина волны, нм | Номер пика | Нарастание         |                 |                   | Спад              |                 |                   |
|-----------------|------------|--------------------|-----------------|-------------------|-------------------|-----------------|-------------------|
|                 |            | 300 К              | 340 К           | 380 К             | 300 К             | 340 К           | 380 К             |
| 259             | 1          | 11 (15) $\pm$ 0,5  | 3 (6) $\pm$ 1   | 4,5 (5) $\pm$ 0,5 | -7 (-8) $\pm$ 1   | -4 (-4) $\pm$ 2 | -4 (-4) $\pm$ 0,5 |
|                 | 2          | 5,5 (5,5) $\pm$ 1  | 6 (12) $\pm$ 2  | 17 (22) $\pm$ 2   | -1 (-1) $\pm$ 0,5 | -4 (-4) $\pm$ 2 | -8 (-9) $\pm$ 2   |
|                 | 3          | -9,5 (-12) $\pm$ 1 | -3 (-4) $\pm$ 1 | -2 (-8) $\pm$ 1   | —                 | —               | —                 |
| 530             | 1          | 5 (2) $\pm$ 1      | 4 (2) $\pm$ 1   | 2 (1) $\pm$ 0,3   | -10 (-8) $\pm$ 1  | -4 (-3) $\pm$ 2 | -1 (-1) $\pm$ 0,2 |
|                 | 2          | 12 (11) $\pm$ 2    | 8 (4) $\pm$ 2   | 5 (3,5) $\pm$ 1   | -3 (-2) $\pm$ 1   | -2 (-2) $\pm$ 2 | -2 (-1,5) $\pm$ 1 |

повторной засветке светодиодом с длиной волны 259 нм амплитуда первого и третьего пиков увеличиваются, постепенно выходя на насыщение, в то время как второй пик практически не меняется. Затем после выключения света амплитуды всех пиков от серии к серии увеличиваются равномерно. При повторной засветке светодиодом с длиной волны 530 нм амплитуды пиков однородно снижаются пропорционально уменьшению амплитуды максимального тока с характерным временем  $1500 \pm 300$  с.

### Заключение

Измерение релаксации фотоиндуцированного тока с при засветке светодиодами с длинами волн 259 и 530 нм показало, что характерное время нарастания фотоиндуцированного тока в диодах Шотки на основе  $\alpha$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$  ограничено глубокими центрами и флуктуациями потенциала вблизи барьера. Процесс нарастания и спада фотоиндуцированного тока состоит из трех параллельно

происходящих процессов: быстрого нарастания с характерным временем порядка долей секунды, медленного роста порядка десятков секунд и медленного спада с характерным временем порядка нескольких сотен секунд. При температурах выше комнатной характерное время релаксации определяется главным образом медленными процессами со слабой температурной зависимостью. При комнатной температуре скорость нарастания определяется главным образом концентрацией центров с энергией ( $E_C - 0,17$  эВ).

Характерное время нарастания и спада фотоиндуцированного тока при засветке с длиной волны 259 нм при комнатной температуре составляло 40 и 200 с соответственно. Максимальное значение фотоиндуцированного тока уменьшалось после засветки светодиодом с длиной волны 530 нм. Это может говорить о том, что оптически заполненные центры с энергией ионизации вблизи 2,3 эВ уменьшают темп захвата дырок и тем самым снижают внешнюю квантовую эффективность.

### Библиографический список / References

1. Pearton S.J., Yang J., Cary P.H., Ren F., Kim J., Tadjer M.J., Mastro M.A. A review of  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  materials, processing, and devices. *Applied Physics Reviews*. 2018; 5: 011301. <https://doi.org/10.1063/1.5006941>
2. Pearton S.J., Ren F., Tadjer M., Kim J. Perspective:  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  for ultra-high power rectifiers and MOSFETS. *Journal of Applied Physics*. 2018; 124: 220901. <https://doi.org/10.1063/1.5062841>
3. Zhang J., Shi J., Qi D.-C., Chen L., Zhang K.H.L. Recent progress on the electronic structure, defect, and doping properties of  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ . *APL Materials*. 2020; 8(2): 020906. <https://doi.org/10.1063/1.5142999>
4. Xu Yu, An Z., Zhang L., Feng Q., Zhang J., Zhang C., Hao Y. Solar blind deep ultraviolet  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$  photodetectors grown on sapphire by the Mist-CVD method. *Optical Materials Express*. 2018; 8(9): 2941—2947. <https://doi.org/10.1364/OME.8.002941>
5. Wei Y., Li X., Yang J., Liu C., Zhao J., Liu Y., Dong S. Interaction between hydrogen and gallium vacancies in  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$ . *Scientific Reports*. 2018; 8: 10142. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-28461-3>
6. Ingebrigtsen M.E., Kuznetsov A.Yu., Svensson B.G., Alfieri G., Mihaila A., Badstübner U., Perron A., Vines L., Varley J.B. Impact of proton irradiation on conductivity and deep level defects in  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$ . *APL Materials*. 2019; 7(2): 022510. <https://doi.org/10.1063/1.5054826>
7. Yoon Y., Kim S., Lee I.G., Cho B.J., Hwang W.S. Electrical and photocurrent properties of a polycrystalline Sn-doped  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$  thin film. *Materials Science in Semiconductor Processing*. 2021; 121: 105430. <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2020.105430>
8. Mcglone J.F., Xia Z., Zhang Y., Joishi C., Lodha S., Rajan S., Ringel S.A., Arehart A.R. Trapping effects in Si-doped- $\text{Ga}_2\text{O}_3$  MESFETs on an Fe-doped- $\text{Ga}_2\text{O}_3$  substrate. *IEEE Electron Device Letters*. 2018; 39(7): 1042—1045. <https://doi.org/10.1109/LED.2018.2843344>
9. Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Shchemerov I.V., Chernykh S.V., Oh S., Pearton S.J., Ren F., Kochkova A.I., Kim J. Defect states determining dynamic trapping–detraping in  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$  field-effect transistors. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*. 2019; 8(7): Q3013. <https://doi.org/10.1149/2.0031907jss>
10. Xu J., Zheng W., Huang F. Gallium oxide solar-blind ultraviolet photodetectors: A review. *Journal of Materials Chemistry C*. 2019; 7(29): 8753—8770. <https://doi.org/10.1039/C9TC02055A>
11. Yakimov E.B., Polyakov A.Y., Shchemerov I.V., Smirnov N.B., Vasilev A.A., Vergeles P.S., Yakimov E.E., Chernykh A.V., Shikoh A.S., Ren F., Pearton S.J. Photosensitivity of  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  Schottky diodes: Effects of deep acceptor traps present before and after neutron irradiation. *APL Materials*. 2020; 8(11): 111105. <https://doi.org/10.1063/5.0030105>
12. Yakimov E.B., Polyakov A.Y., Shchemerov I.V., Smirnov N.B., Vasilev A.A., Kochkova A.I., Vergeles P.S., Yakimov E.E., Chernykh A.V., Xian Minghan, Ren F., Pearton S.J. On the nature of photosensitivity gain in  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  Schottky diode detectors: Effects of hole trapping by deep acceptors. *Journal of Alloys and Compounds*. 2021; 879: 160394. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.160394>
13. Oh S., Jung Y., Mastro M.A., Hite J.K., Eddy C.R., Kim J. Development of solar-blind photodetectors based on Si-implanted  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$ . *Optics Express*. 2015; 23(22): 28300—28305. <https://doi.org/10.1364/OE.23.028300>
14. Meng D.D., Ji X.Q., Wang D.F., Chen Z.W. Enhancement of responsivity in solar-blind UV detector with back-gate MOS structure fabricated on  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$  films. *Frontiers in Materials*. 2021; 8: 672128. <https://doi.org/10.3389/fmats.2021.672128>
15. Tak B.R., Yang M.-M., Alexe M., Singh R. Deep-level traps responsible for persistent photocurrent in pulsed-laser-deposited  $\beta$ - $\text{Ga}_2\text{O}_3$  thin films. *Crystals*. 2021; 11(9): 1046. <https://doi.org/10.3390/cryst11091046>

16. Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Shchemerov I.V., Pearton S.J., Ren F., Chernykh A.V., Lagov P.B., Kulevoy T.V. Hole traps and persistent photocapacitance in proton irradiated  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films doped with Si. *APL Materials*. 2018; 6(9): 096102. <https://doi.org/10.1063/1.5042646>
17. Yakovlev N.N., Almaev A.V., Butenko P.N., Mikhaylov A.N., Pechnikov A.I., Stepanov S.I., Timashov R.B., Chikiryaka A.V., Nikolaev V.I. Effect of Si<sup>+</sup> ion irradiation of  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> epitaxial layers on their hydrogen sensitivity. *Material Physics and Mechanics*. 2022; 48(3): 301—307. [https://doi.org/10.18149/MPM.4832022\\_1](https://doi.org/10.18149/MPM.4832022_1)
18. Dobaczewski L., Peaker A.R., Bonde N.K. Laplace-transform deep-level spectroscopy: The technique and its applications to the study of point defects in semiconductors. *Journal of Applied Physics*. 2004; 96(9): 4689—4728. <https://doi.org/10.1063/1.1794897>
19. Zheng X., Feng S., Zhang Y., Yang J. Identifying the spatial position and properties of traps in GaN HEMTs using current transient spectroscopy. *Microelectronics Reliability*. 2016; 63: 46—51. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2016.05.001>
20. Aoki Y., Wiemann C., Feyer V., Kim H.-S., Schneider C.M., Ill-Yoo H., Martin M. Bulk mixed ion electron conduction in amorphous gallium oxide causes memristive behaviour. *Nature Communications*. 2014; 5: 3473. <https://doi.org/10.1038/ncomms4473>
21. Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Shchemerov I.V., Lee I.-H., Jang T., Dorofeev A.A., Gladysheva N.B., Kondratyev E.S., Turusova Y.A., Zinoviyev R.A., Turutin A.V., Ren F., Pearton S. J. Current relaxation analysis in AlGaN/GaN high electron mobility transistors. *Journal of Vacuum Science & Technology B*. 2017; 35(1): 011207. <https://doi.org/10.1116/1.4973973>
22. Mitrofanov O., Manfra M. Mechanisms of gate lag in GaN/AlGaIn/GaN high electron mobility transistors. *Superlattices and Microstructures*. 2003; 34(1–2): 33—53. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2003.12.002>
23. Polyakov A., Nikolaev V., Stepanov S., Almaev A., Pechnikov A., Yakimov E., Kushnarev B.O., Shchemerov I., Scheglov M., Chernykh A., Vasilev A., Kochkova A., Pearton S.J. Electrical properties of  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films grown by halide vapor phase epitaxy on sapphire with  $\alpha$ -Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> buffers. *Journal of Applied Physics*. 2022; 131(21): 215701. <https://doi.org/10.1063/5.0090832>
24. Polyakov A.Y., Nikolaev V.I., Tarelkin S.A., Pechnikov A.I., Stepanov S.I., Nikolaev A.E., Shchemerov I.V., Yakimov E.B., Luparev N.V., Kuznetsov M.S., Vasilev A.A., Kochkova A.I., Voronova M.I., Scheglov M.P., Kim J., Pearton S.J. Electrical properties and deep trap spectra in Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films grown by halide vapor phase epitaxy on p-type diamond substrates. *Journal of Applied Physics*. 2021; 129(18): 185701. <https://doi.org/10.1063/5.0044531>
25. Polyakov A.Y., Nikolaev V.I., Stepanov S.I., Pechnikov A.I., Yakimov E.B., Smirnov N.B., Shchemerov I.V., Vasilev A.A., Kochkova A.I., Chernykh A.V., Pearton S.J. Editors' choice – electrical properties and deep traps in  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Sn films grown on sapphire by halide vapor phase epitaxy. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*. 2020; 9(4): 045003. <https://doi.org/10.1149/2162-8777/ab89bb>
26. Kim J., Pearton S.J., Fares C., Yang J., Ren F., Kim S., Polyakov A.Y. Radiation damage effects in Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> materials and devices. *Journal of Materials Chemistry C*. 2018; 7(1): 10—24. <https://doi.org/10.1039/c8tc04193h>
27. Polyakov A.Y., Nikolaev V.I., Meshkov I.N., Siemek K., Lagov P.B., Yakimov E.B., Pechnikov A.I., Orlov O.S., Sidorin A.A., Stepanov S.I., Shchemerov I.V., Vasilev A.A., Chernykh A.V., Losev A.A., Miliachenko A.D., Khrisanov I.A., Pavlov Yu.S., Kobets U.A., Pearton S.J. Point defect creation by proton and carbon irradiation of  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *Journal of Applied Physics*. 2022; 132(3): 035701. <https://www.doi.org/10.1063/5.0100359>

### Информация об авторах / Information about the authors

**Щемеров Иван Васильевич** — канд. техн. наук, доцент, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-9193-8106>; e-mail: [schemerov.iv@misis.ru](mailto:schemerov.iv@misis.ru)

**Поляков Александр Яковлевич** — канд. техн. наук, профессор, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-6898-6126>; e-mail: [aypolyakov@gmail.com](mailto:aypolyakov@gmail.com)

**Алмаев Алексей Викторович** — канд. техн. наук, доцент, Национальный исследовательский Томский государственный университет, просп. Ленина, д. 36, Томск, 634050, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-3502-8770>

**Николаев Владимир Иванович** — доктор физ.-мат. наук, заведующий лабораторией, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Политехническая ул., д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-5630-0833>

**Кобелева Светлана Петровна** — канд. физ.-мат. наук, доцент, Национальный исследовательский технологический

**Ivan V. Schemerov** — Cand. Sci. (Eng.), Associate Professor, National University of Science and Technology "MISIS", 4-1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-9193-8106>; e-mail: [schemerov.iv@misis.ru](mailto:schemerov.iv@misis.ru)

**Alexander Yu. Polyakov** — Cand. Sci. (Eng.), Professor, National University of Science and Technology "MISIS", 4-1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-6898-6126>; e-mail: [aypolyakov@gmail.com](mailto:aypolyakov@gmail.com)

**Aleksey V. Almaev** — Cand. Sci. (Eng.), Associate Professor, Tomsk State University, 36 Lenin Ave., Tomsk 634050, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-3502-8770>

**Vladimir I. Nikolaev** — Dr. Sci. (Phys.-Math.), Head of Department, Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, 26 Politehnicheskaya Str., St. Petersburg 194021, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-5630-0833>

**Svetlata P. Kobleva** — Cand. Sci. (Phys.-Math.), Associate Professor, National University of Science and Technology

университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-0879-7013>; e-mail: kob@misis.ru

**Васильев Антон Андреевич** — аспирант, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4519-4852>

**Кирилов Виктор Дмитриевич** — аспирант, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-1879-3120>

**Кочкова Анастасия Ильинична** — инженер, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-4241-5565>

**Копьев Виктор Васильевич** — инженер, Национальный исследовательский Томский государственный университет, просп. Ленина, д. 36, Томск, 634050, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-9152-7566>

**Куланчиков Юрий Олегович** — аспирант, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация

«МИСИС», 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-0879-7013>; e-mail: kob@misis.ru

**Anton A. Vasilyev** — Postgraduate Student, National University of Science and Technology «MISIS», 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-4519-4852>; e-mail: aavasilev@outlook.com

**Viktor D. Kirilov** — Postgraduate Student, National University of Science and Technology «MISIS», 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-1879-3120>; e-mail: saks69a@mail.ru

**Anastasia I. Kochkova** — Engineer, National University of Science and Technology «MISIS», 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-4241-5565>; e-mail: nas-ta-sy@mail.ru

**Viktor V. Kopyev** — Engineer, Tomsk State University, 36 Lenin Ave., Tomsk 634050, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-9152-7566>

**Yuri O. Kulanchikov** — Postgraduate Student, National University of Science and Technology «MISIS», 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation

*Поступила в редакцию 03.02.2023; поступила после доработки 17.03.2023; принята к публикации 10.04.2023  
Received 3 February 2023; Revised 17 March 2023; Accepted 10 April 2023*