

## Бипланарные эпитаксиальные AlN/SiC/(n, p)SiC-структуры для приборов высокотемпературной функциональной электроники

© Е.А. Панютин, Ш.Ш. Шарофидинов, Т.А. Орлова, С.А. Сныткина, А.А. Лебедев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: eugeny.panyutin@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 12 августа 2019 г.

В окончательной редакции 12 августа 2019 г.

Принято к публикации 23 сентября 2019 г.

Проведены исследования возможности интеграции эпитаксиальных SiC- и AlN-технологий с использованием противоположных граней общей SiC-подложки (эпитаксия AlN осуществлялась на заключительном этапе) с точки зрения сохранения исходного качества ранее полученных SiC-слоев. В частности, исследовано влияние AlN-гетероэпитаксии и сопутствующих ей упругих напряжений на перераспределение концентрации легирующей примеси в SiC-слоях, а также связанную с этим процессом трансформацию распределения локальных значений напряжения пробоя барьерных диодов. В качестве диагностической процедуры изучения возможных негативных последствий длительного роста ( $\sim 3$  h,  $\sim 60$   $\mu$ m) использовались измерения обратных ветвей вольт-амперных характеристик матриц поверхностно-барьерных диодов типа Au-SiC, которые преднамеренно создавались до и непосредственно после проведения процесса AlN-эпитаксии и удалялись после осуществления соответствующего комплекса измерений. Статистическая обработка значений напряжений пробоя, в том числе и вычисление гистограмм, показала, что изменение средних значений и дисперсии как для слоев *n*-, так и для слоев *p*-типа оказалось незначительным.

**Ключевые слова:** широкозонные полупроводники, SiC, AlN, высокотемпературная электроника, функциональная электроника.

DOI: 10.21883/JTF.2020.03.48930.306-19

### Введение

Новые возможности, которые открываются в связи с прогрессом в области III-нитридных эпитаксиальных технологий и, в частности, технологии получения „толстых“ слоев нитрида алюминия, с необходимостью ведут к соответствующим изменениям в расстановке акцентов в отношении таких направлений в функциональной электронике, как пьезоэлектроника, пирометрия и микромеханика. Как предполагается, использование подобных технологических решений существенно расширит области их потенциальных приложений. Хотя AlN уже давно рассматривается как перспективный материал для создания различных сенсорных и акустоэлектронных устройств, способных работать при экстремальных (до 1000°C) температурах [1–5], развитие HVPE-технологий, способных обеспечить высокие скорости роста и возможность получения эпитаксиальных слоев в широком диапазоне их толщин [6], позволяет надеяться на очередное пополнение арсенала высокотемпературных приборов.

С другой стороны, определенный прогресс, наблюдаемый в SiC-электронике на протяжении последних 10–15 лет, привел к появлению первых интегральных схем, реализованных в рамках MOSFET-, JFET- и BJT-технологий. Несмотря на их малую степень интеграции, представленные в печати разработки уже сейчас достаточно разнообразны для решения ряда конкретных

задач, возникающих при работе в высокотемпературной среде. Так, например, уже созданы триггеры Шмитта [7], операционные усилители [8], широтно-импульсные модуляторы [9], способные, судя по сообщениям, к длительной (> 1000 h) работе при 500°C. Сообщалось также о демонстрации JFET-матрицы, содержащей 100 транзисторов, которая проработала при 500°C более 5000 h со сравнительно небольшими (5% от общего числа транзисторов) потерями [10], и о цифровой ИС, успешно функционирующей при температуре 800°C [11].

На фоне этих результатов проведение исследований, нацеленных на решение проблемы однокристалльной интеграции высокотемпературных AlN- и SiC-структур (что позволило бы, к примеру, объединить пироэлектрический сенсор со схемой первичной обработки информации или исполнительное микромеханическое устройство со схемой управления) представляется не только актуальным, но и вполне реалистичным.

### Формулировка задачи и цель исследования

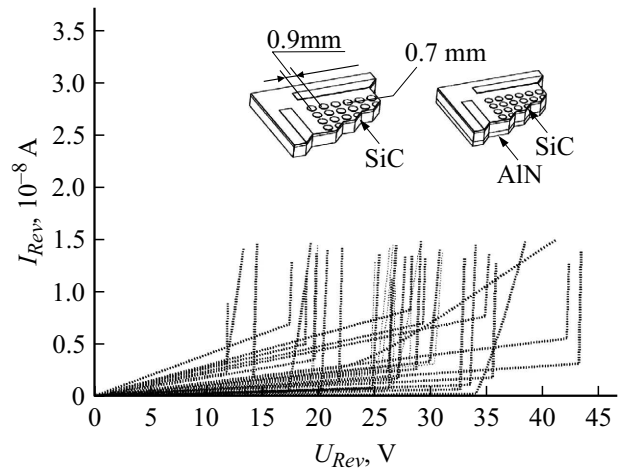
Один из возможных подходов к осуществлению такой интеграции предполагает получение (с использованием стандартной подложки SiC<sub>sub</sub>) структуры типа AlN/SiC<sub>sub</sub>/n-SiC, или AlN/SiC<sub>sub</sub>/p-SiC, где эпитаксия карбида кремния и нитрида алюминия осуществляется поэтапно на двух противоположных гранях. Следует,

однако, иметь в виду, что такая комбинация может вносить свою специфику в финишные параметры структуры.

Основанием для таких опасений могут послужить следующие соображения. Учитывая, что SiC-эпитаксия проводится при существенно более жестких температурных режимах ( $\sim 2000^\circ\text{C}$ ), получение AlN-слоя (во избежание деструкции его поверхности) целесообразно осуществлять во второй фазе общего цикла. Однако в этом случае во время последующего длительного роста „толстого“ AlN-слоя предварительно полученная структура SiC/SiC<sub>sub</sub> будет (наряду с растущим слоем) подвергаться воздействию внутренних упругих напряжений, источником которых является, в частности, рассогласование параметра  $a$  элементарной ячейки в решетке AlN ( $a_{\text{AlN}} = 0.311 \text{ nm}$ ) по сравнению с аналогичным параметром подложки ( $a_{\text{SiC}} = 0.308$ ). Это приводит к появлению в AlN дислокаций несоответствия, которые, в свою очередь, могут оказывать некоторое влияние на дислокационный ансамбль решетки SiC вблизи гетерограницы. Однако еще большим внутренним напряжениям (точнее, термонапряжениям) структура подвергается уже после окончательного формирования толстого (сопоставимого с толщиной подложки) слоя в процессе ее остывания в силу различия в поведении их коэффициентов линейного теплового расширения  $\lambda$ , в том числе и в направлении вдоль гетерограницы (т.е. в  $\mathbf{a}$ -направлении). Так, в частности, для AlN изменение  $\lambda_{\text{AlN}}$  при возрастании температуры в диапазоне  $27\text{--}1027^\circ\text{C}$ , согласно рентгеноструктурным измерениям, носит слабо суперлинейный характер, и продольная компонента  $\lambda_{11\text{AlN}}$  тензора коэффициента теплового расширения изменяется от  $\lambda_{11\text{AlN}} = 4.2 \cdot 10^{-6}$  до  $7.1 \cdot 10^{-6}$  [12], или даже до  $\lambda_{11\text{AlN}} = 8.2 \cdot 10^{-6}$  [13]. В то же время температурное изменение соответствующей компоненты  $\lambda_{11\text{SiC}}$  для SiC демонстрирует немонотонное поведение, и при температуре  $\sim 800^\circ\text{C}$  начинает уменьшаться, достигая при температуре эпитаксии AlN ( $1050^\circ\text{C}$ ) значения  $\lambda_{11\text{SiC}} = 5.05 \cdot 10^{-6}$  [14,15].

Таким образом, в высокотемпературной области (что особенно важно при остывании структуры) значения  $\lambda_{11}$ -компонент этих коэффициентов имеют заметные различия. Вместе с тем, поскольку значение упругой константы  $C_{11}$  для AlN сопоставимо с аналогичным параметром для 6H-SiC (при  $1000^\circ\text{C}$  — 396 и 455 GPa соответственно), а также, учитывая дальнедействующий характер упругих сил, нельзя исключать возможности их влияния и со стороны AlN-слоя — на дислокационную структуру решетки и подложки, и эпитаксиального слоя SiC.

В то же время хорошо известно, что в окрестности дислокации дисторсия решетки сопровождается существенной трансформацией ее энергетического ландшафта, проявляющейся в том числе и в изменении энергетических зазоров между соответствующими минимумами и ближайшими седловыми точками, что приводит, в свою очередь, к локальному увеличению концентрации



**Рис. 1.** Типичный вид семейства обратных ветвей ВАХ  $I_{\text{Rev}}(U_{\text{Rev}})$ . На вставке представлен фрагмент SiC/SiC<sub>sub</sub>-структуры вместе с Au-контактной группой и фрагмент той же структуры после выращивания AlN-слоя и с новой контактной группой.

френкелевских пар. Далее, согласно ряду исследований, миграционные процессы азота и бора в SiC происходят, помимо прочего, и с участием вакансий и собственных межузельных атомов, так что элементарные акты их миграции во многом обусловлены диссоциативным механизмом или „диффузией с вытеснением“ („kick-out“-механизм) [16,17]. В этом случае ядра дислокаций являются весьма эффективными стоками для легирующей примеси, и любые изменения в структуре упругих полей в их окрестности могут приводить к заметным изменениям в структуре случайно-неоднородных полей концентрации легирующей примеси. Принимая во внимание, что эпитаксиальный SiC-слой предназначен для формирования транзисторных матриц в рамках JFET- или JBT-микротехнологии, информация о том, в какой мере этот слой сохраняет все свои нелокальные свойства, в том числе касающиеся усредненной величины флуктуаций легирующей примеси после проведения AlN-процесса, представляет несомненный интерес.

В связи с этим изучение изменения статистического разброса одного из ключевых параметров прибора — допустимого обратного напряжения  $U_{\text{Rev max}}$ , непосредственно определяемого статистическими распределениями локальных выбросов концентрации  $N_d$  и  $N_a$ , и является основной целью данного исследования.

Одним из наиболее прямых и достаточно информативных методов диагностики качества слоя с этой точки зрения, а, значит и возможности создания на его основе, к примеру, матричных кристаллов, является картирование (mapping) поверхности слоя путем микроскопических измерений ВАХ предварительно созданной матрицы поверхностно-барьерных диодов [18]. Для этого было произведено последовательно два комплекса диагностических процедур, причем первые из них осуществлялись перед эпитаксией AlN и их результаты служили базо-

вым эталоном, а вторые производились непосредственно после проведения эпитаксиального AlN-процесса. Типичный вид семейства обратных ветвей ВАХ диодов, образующих матрицу, а также структура исследуемых образцов представлены на рис. 1.

## Технология, эксперимент и результаты измерений

Исходные SiC/SiC<sub>sub</sub>-структуры были получены методом сублимационной эпитаксии в вакууме [19]. В качестве подложек использовались пластины *n*-6H-SiC и *p*-4H-SiC диаметром Ø 50.8 производства корпорации Cree Inc., поставляемые фирмой на коммерческой основе; толщина всех пластин была одинаковой и составляла ~ 250 μm. Рост осуществлялся на C(0001)-границе, что, как показал предыдущий опыт, обеспечивает получение слоев с меньшей концентрацией дефектов; температура роста — ~ 1900°C. Легирование (N<sub>2</sub> для *n*-типа и В для *p*-слоев) производилось в процессе роста. Партия содержала 4 образца (2 *n*-типа и 2 *p*-типа), которые выкалывались из центральных областей пластин, имели прямоугольную форму, и их площадь *S* составляла ~ 2.5 cm<sup>2</sup>; концентрации доноров и акцепторов (соответственно *N<sub>d</sub>* и *N<sub>a</sub>*), согласно холловским измерениям, лежали в пределах  $9 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Барьерный контакт во всех случаях создавался посредством нанесения на SiC-слой тонкого ~ 0.1 μm слоя золота Au 99.9% (термическое испарение в вакууме ~ 10<sup>-4</sup> Pa). Подготовка поверхности перед напылением включала в себя операции по очистке от органических пленок (ацетон, изопропиловый спирт), удалению остаточных оксидов (раствор H<sub>2</sub>O:HCl:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>) и промывку в деионизованной воде. Формирование массива локальных барьерных диодов (Ø 0.7 mm с шагом 0.9 mm) обеспечивалось применением соответствующей маски. После прохождения первого этапа микрозондового картирования контактная структура полностью удалялась с помощью травителя HCl:HNO<sub>3</sub> (3:1), образцы проходили очередную предэпитаксиальную подготовку по очистке их поверхности и загружались в реактор для получения „толстого“ AlN-слоя.

Эпитаксиальный HVPE-процесс (гидридно-хлоридная газозная эпитаксия) проводился в горизонтальном реакторе проточного типа (см., например, [6,20]); осаждение осуществлялось на Si(0001)-грань подложки. В качестве источников использовались металлический Al (99.999%) и газообразный NH<sub>3</sub> (99.999%); в качестве газа-носителя был использован аргон высокой (99.99%) очистки. При определенном соотношении (3:5) парциальных давлений NH<sub>3</sub> и AlCl<sub>3</sub> в газовой смеси и температуре подложки *T* = 1050°C скорость роста слоя достигала 20–25 μm/h. Процесс роста продолжался в течение 3 h и после извлечения полученных структур из реактора осуществлялся второй аналогичный этап диа-

гностических процедур, включая получение контактной группы и последующего микрозондового „мэппинга“.

Предварительные выборочные измерения показали, что параметры прямых ветвей ВАХ SiC-диодов как до AlN-процесса, так и после него демонстрируют меньший разброс по сравнению с тем, который характерен для ВАХ ветвей обратных, поэтому дальнейшие исследования были сосредоточены именно на последних. По этой причине, а также с целью предотвращения внесения возможных деструктивных изменений в приповерхностные области SiC-слоя, получение омического контакта (с необходимостью требующее операции термообработки и влекущее модификацию подконтактной области) преднамеренно не производилось, и все измерительные операции осуществлялись применительно к системе двух встречно включенных барьерных диодов. Однако поскольку предметом исследования является исключительно обратная ветвь ВАХ, такая формулировка задачи не приводит к каким-либо ограничениям.

В качестве измеряемых параметров, которые в определенной степени могли бы отражать значения локальной концентрации доноров и акцепторов вблизи Au-контакта, можно выбрать напряжение начала ударной ионизации *U<sub>br</sub>* в соответствии с известными соотношениями (см., например, [21])

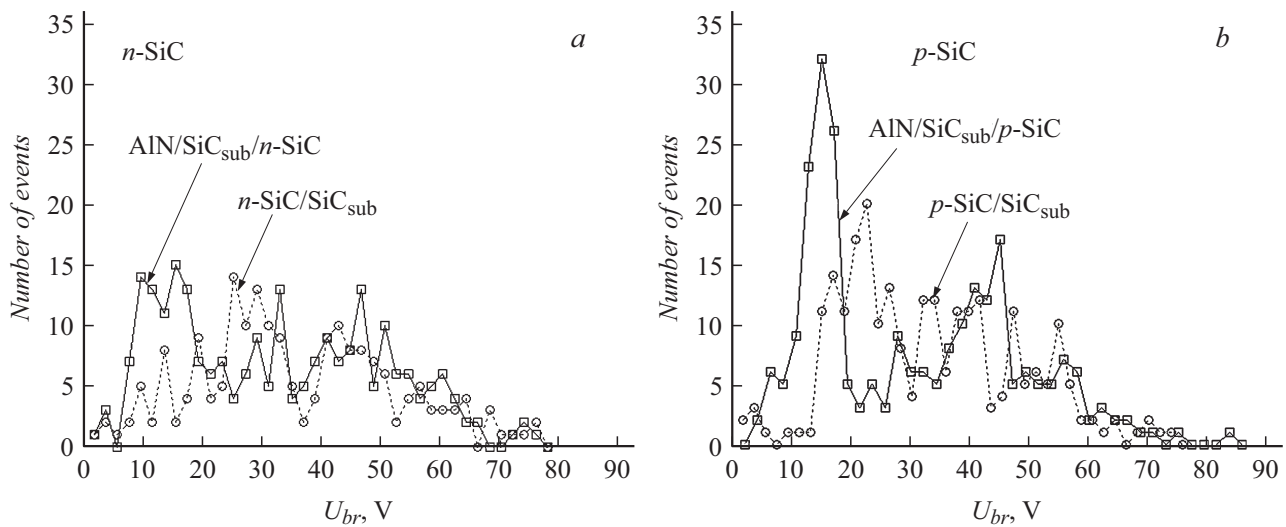
$$U_{br} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{SiC} E_{br}^2}{2eN_{d,a}}; \quad N_{d,a} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{SiC} E_{br}^2}{2eU_{br}}. \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon_{SiC}$  — диэлектрическая проницаемость (= 7.5), *E<sub>br</sub>* — поле пробоя (учитывая, что величина барьера Au/SiC составляет ~ 1.9 eV, *E<sub>br</sub>* ≈ 6 · 10<sup>5</sup> V/cm). При этом следует иметь в виду, что напряжение лавинного пробоя *U<sub>br</sub>*, критерием наличия которого является острый максимум производной *d*<sup>2</sup>*I/dU*<sup>2</sup>, достаточно отчетливо наблюдается не всегда по причине появления локальной туннельной компоненты тока и снижения вклада процессов ударной ионизации в точках особо высокой донорно-акцепторной концентрации. (Отметим, что понятие локальности в данном случае носит относительный характер так как применяется к интегрированию тока по всей площади диода.)

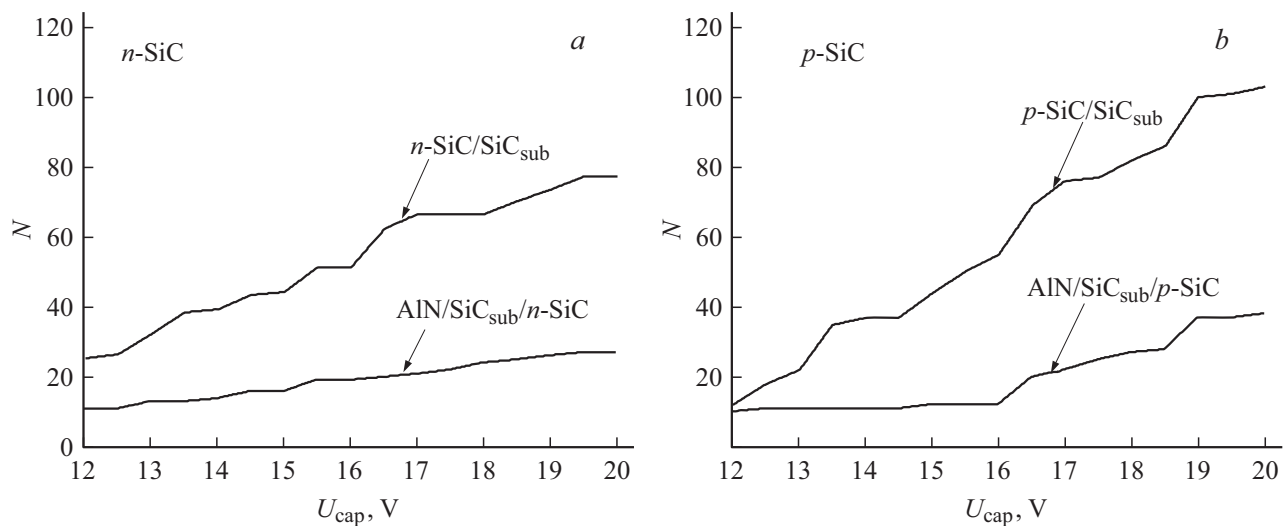
Параметризация полученных характеристик и последующая статистическая обработка значений *U<sub>br</sub>* (в том числе получение их статистических распределений), осуществленная с использованием среды MATLAB, дает возможность производить оценки не только на уровне средних значений и дисперсии, но также позволяет делать выводы относительно их высших моментов и некоторых других особенностях.

Таким образом, используя измеритель характеристик Л2-56, были исследованы околопробойные участки семейств ВАХ матриц, состоящих из 196 (14 × 14) диодов для четырех случаев (*n*- и *p*-тип и соответственно до и после эпитаксии слоя AlN).

Значения ВАХ определялись визуально по концу характеристики, оцифровывались и вводились в компьютер



**Рис. 2.** Гистограммы значений напряжения лавинного пробоя  $U_{br}$  для массива, содержащего 196 диодов  $\varnothing 0.7$  mm на площади  $\sim 12 \times 12$  mm: *a* — Au/n-SiC, *b* — Au/p-SiC.

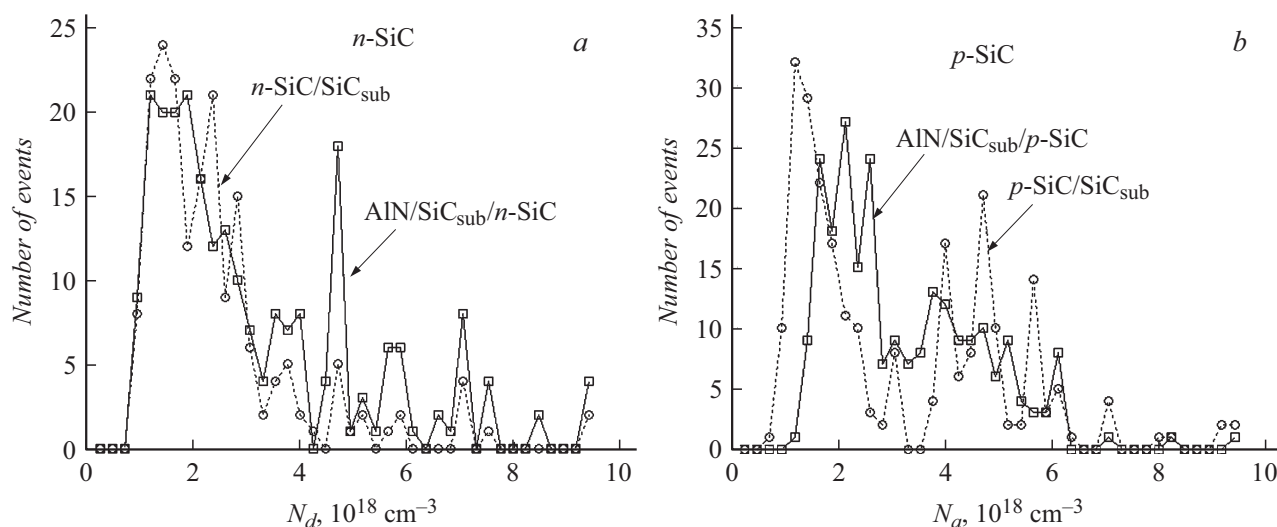


**Рис. 3.** Зависимость числа диодов  $N$ , для которых значение напряжения пробоя не превышает максимально допустимое (т.е.  $U_{br} < U_{cap}$ ) от этого допустимого напряжения  $U_{cap}$ .

для последующего статистического анализа. Точка начала ударной ионизации  $U_{br}$  определялась по максимальному значению второй производной  $d^2I/dU_{br}^2$ , причем для идентификации точки начала развития лавинного пробоя использовалось условие  $\max(d^2I/dU^2) > 10\langle d^2I/dU^2 \rangle$  при усреднении по промежутку  $U = [0-U_{br}]$ . В том же случае, когда оно не выполнялось („мягкий пробой“), вклад туннельной компоненты считался существенным, и за точку условного пробоя принималось такое значение напряжения, по достижении которого обратный ток возрастал до  $\sim 10 \mu A$ ; такая ситуация иногда наблюдалась при значениях  $U < 15-18$  V.

Распределения напряжений  $\{U_{br}\}$ , полученные в виде гистограмм для 196 значений, соответствующих числу диодов в матрице, представлены на рис. 2. Совершен-

но очевидно, что даже будучи сглаженными (с целью нивелирования неизбежного „дребезга“, обусловленного сравнительно небольшим объемом статистической выборки), эти распределения имеют признаки бимодальных, т.е. их характерной особенностью является наличие двух глобальных максимумов, что особенно отчетливо проявляется для образца со слоем *p*-типа; для *n*-слоя они имеют более размытый вид. Такая „нестандартная“ форма распределений напряжений начала пробоя говорит о тенденции к группированию значений локальной концентрации примеси преимущественно в двух областях, которые можно условно определить как низковольтную (10–30 V) и высоковольтную (40–80 V). Можно предположить, что первый (низковольтный) максимум обязан своим происхождением той группе диодов, для кото-



**Рис. 4.** Гистограммы рассчитанных значений концентрации примеси  $N_d$  и  $N_a$  в подконтактной области, усредненных по площади диодов: *a* — *n*-SiC, *b* — *p*-SiC.

рых концентрация *n*- или *p*-центров в приконтактной области обусловлена наличием скоплений дислокаций и существенно превышает среднюю концентрацию; в этом случае другой ( $> 40$  V) участок гистограммы, имеющий менее выраженный максимум, образован диодами с локальной концентрацией, близкой к равновесной.

В итоге процесс AlN-эпитаксии привел к некоторой трансформации обоих распределений, что выразилось, главным образом, в некотором смещении „первых“ максимумов в сторону более низких напряжений; при этом он оказал довольно слабое влияние на высоковольтную область распределений. Более того, вычисление соответствующих средних напряжений  $\langle U_{br} \rangle$ , показывает, что их значения уменьшились незначительно (с 42.027 до 35.87 V для образцов *n*-типа, и с 43.05 до 41.00 V для образцов *p*-типа).

Тем не менее параметр, являющийся существенно более значимым с практической точки зрения и определяемый числом  $N$  наиболее низковольтных диодов, для которых напряжение  $U_{br}$  оказалось меньше некоторого максимально допустимого напряжения  $U_{сap}$ , изменился более заметно. Зависимости числа  $N$  таких диодов, которые можно условно считать дефектными от напряжения  $U_{сap}$ , лимитирующего разброс значений напряжений, соответствующих рабочим режимам матрицы, представлены на рис. 3.

На основе экспериментально полученных значений напряжения пробоя и в соответствии с формулой (1) могут быть вычислены аналогичные статистические характеристики для концентрации доноров и акцепторов  $N_d$  и  $N_a$ . Из графиков соответствующих гистограмм, представленных на рис. 4, можно заключить, что форма распределений сохраняет признаки бимодальности, что косвенно подтверждает наличие стратификации концентрации и изменения ее характера после проведения AlN-эпитаксии. Однако вычисленные

таким способом средние по ансамблю диодов значения концентрации  $\langle N_d \rangle = (1.44 - 2.52) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  и  $\langle N_a \rangle = (0.82 - 1.92) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  существенно отличаются от средних значений концентрации, полученных из холловских измерений. Такое различие связывается с тем, что значения  $U_{br}$  были получены с использованием барьеров, имеющих относительно большую площадь ( $\varnothing 0.7$  mm) контакта, в то время как длина корреляции микронеоднородности случайных концентрационных полей может быть значительно меньше (вплоть до длины, определяемой дебаевским радиусом экранирования, т. е.  $< 10^{-4}$  mm). Однако для сформулированной цели имеет значение не столько сами распределения и их параметры, а тенденции в их изменении после проведения процесса AlN-эпитаксии.

## Заключение

Исходя из вышеизложенного можно заключить, что процесс непосредственно получения „толстого“ AlN-слоя HVPE-методом, а также процесс последующего охлаждения структуры до 25°C сопряжены с определенным воздействием на эпитаксиальный SiC-слой, предварительно выращенный на противоположной стороне подложки, которое проявляется в постэпитаксиальном изменении статистического распределения значений напряжения пробоя в матрице диодов Шоттки. Хотя рассогласование параметров решеток для AlN и гексагонального SiC невелико и не превышает 1%, все же различие в величине их коэффициентов теплового расширения, как предполагается, приводит к подвижкам дислокационного ансамбля во всей толще подложки и способствует увеличению стратификации распределения легирующей примеси в эпитаксиальном SiC-слое.

Для подавления такого негативного влияния наиболее очевидными представляются следующие пути. Во-первых, использование по возможности менее толстых слоев  $\text{AlN}$  и (или) использование  $\text{SiC}$ -подложки большей толщины (350–400  $\mu\text{m}$ ); во-вторых, представляется целесообразной разработка и последующее использование специальных буферных слоев, имеющих промежуточные значения коэффициента теплового расширения, причем их модули упругости имели бы по сравнению с  $\text{AlN}$  и  $\text{SiC}$  меньшие значения. В любом случае это негативное воздействие, как представляется, не создаст непреодолимых препятствий для осуществления последующих постэпитаксиальных технологий и получения матиц  $p-n$ -переходов с малым разбросом параметров.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Bukhovski A.D., Kaminski V.V., Shur M.S., Chen Q.C., Khan M.A. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 69 (21). N 18. P. 3254–3256.
- [2] Parks D.A., Tittmann B.R., Kropf M.M. // AIP Conf. Proc. 2010. Vol. 1211. P. 1029–1034.
- [3] Kim T., Kim J., Dalmau R., Schlessler R., Preble E., Jiang X. // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2015. Vol. 62. N 10. P. 1880–1887.
- [4] Fraga M.A., Furlan H., Pessoa R.S., Massai M. // Microsyst. Technol. 2014. Vol. 20. P. 9–21.
- [5] Кужушкин С.А., Осипов А.В., Сергеева О.Н., Киселев Д.А., Богомолов А.А., Солнышкин А.В., Каптелов Е.Ю., Сенкевич С.В., Пронин И.П. // ФТТ. 2016. Т. 58. Вып. 5. С. 937–940. [Kukushkin S.A., Osipov A.V., Sergeeva O.N., Kiselev D.A., Bogomolov A.A., Solnyshkin A.V., Kaptelov E.Yu., Senkevich S.V., Pronin I.P. // Phys. Solid St. Vol. 58. N 5. P. 967–970.]
- [6] Гаврилов Г.А., Капралов А.Ф., Муратиков К.Л., Панютин Е.А., Сотников А.В., Сотникова Г.Ю., Шарофидинов Ш.Ш. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. Вып. 16. С. 11–19. [Gavrilov G.A., Kapralov A.F., Muratikov K.L., Panyutin E.A., Sotnikov A.V., Sotnikova G.Yu., Sharofidinov Sh.Sh. // Tech. Phys. Lett. 2018. Vol. 44. N 8. P.709–712.]
- [7] Kargarrazi S., Lanni L., Zetterling C.M. // Mater. Science. Forum. 2015. Vol. 821. P. 897–901.
- [8] Kargarrazi S., Lanni L., Zetterling C.M. // Solid-State Electron. 2016. Vol. 116. P. 33–37.
- [9] Kargarrazi S., Elahipanah H., Rodriguez S., Zetterling C.M. // IEEE Electron. Device Lett. 2018. Vol. 39. N 4. P. 548–551.
- [10] Spry D.J., Neudeck P.J., Lukco D., Chen L., Krasowski M.J., Prokop N.F., Chang K.W., Beheim G.M. // Material Science Forum. 2018. Vol. 924. P. 949–952.
- [11] Neudeck P.G., Spry D.J., Chen L., Prokop N.F., Krasowski M.J. // IEEE Electron Device Lett. 2017. Vol. 38. N 8. P. 1082–1085.
- [12] Figge S., Krönke H., Hommel D., Epelbaum E.M. // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 94. P. 101915.
- [13] Ivanaga H., Kunishige A., Takeuchi S. // J. Mater. Sci. 2000. Vol. 35. P. 2451–2454.
- [14] Li Z., Bradt R.C. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. N 2. P. 612–614.
- [15] Stockmeier M. et al. // Mater. Sci. Forum. 2009. Vol. 600–603. P. 517–520.
- [16] Rurali R., Godignon P., Rebollo J. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81. N 16. P. 2989.
- [17] Bockstedte M., Mattausch A., Pankratov O. // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70. P. 115203.
- [18] Strel'chuk A.M., Zelenin V.V., Kuznetsov A.N., Tringe J., Davydov A.V., Lebedev A.A. // Mater. Sci. Forum. 2016. Vol. 858. P. 749–752.
- [19] Lebedev A.A., Zamoryanskaya M.V., Davydov S.Yu., Kirilenko D.A., Lebedev S.P., Sorokin L.M., Shustov D.B., Sheglov M.P. // J. Cryst. Growth. 2014. Vol. 396. P. 100–103.
- [20] Sharofidinov S.S., Golovatenko A.A., Nikitina I.P., Seredova N.V., Mynbaeva M.G., Bougrov V.E., Odnobludov M.A., Stepanov S.I., Nikolaev V.I. // Mater. Phys. Mech. 2015. Vol. 22. N 1. P. 53–58.
- [21] Zu C. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М.: Мир, 1984. 456 с. [Sze S.M. // Physics of Semiconductor Devices. Wiley Interscience, 2006.]