

УДК 621.382

## ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДИОДОВ ГЕНЕРАТОРОВ ШИРОКОПОЛОСНОГО ШУМА

© 2020 г. В. В. Буслук<sup>а</sup>, В. Б. Оджаев<sup>б</sup>, А. К. Панфиленко<sup>с</sup>, А. Н. Петлицкий<sup>с</sup>,  
В. С. Просолович<sup>б, \*</sup>, В. А. Филипеня<sup>с</sup>, Ю. Н. Янковский<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Брестский государственный технический университет, ул. Московская, 267, Брест, 224017 Республика Беларусь

<sup>б</sup>Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030 Республика Беларусь

<sup>с</sup>Открытое акционерное общество “ИНТЕГРАЛ”-управляющая компания холдинга “ИНТЕГРАЛ”,  
ул. Казинца И.П., 121А, Минск, 220108 Республика Беларусь

\*E-mail: prosolovich@bsu.by

Поступила в редакцию 09.12.2019 г.

После доработки 11.01.2020 г.

Принята к публикации 13.02.2020 г.

Методом измерения вольт-амперных (ВАХ) и вольт-фарадных (ВФХ) характеристик исследованы электрофизические параметры кремниевых диодов-генераторов шума, изготовленных по планарной технологии на подложках монокристаллического кремния. Установлено, что величина обратного тока в генераторных диодах определяется ионизацией составляющих основу микроплазм технологических (фоновых) примесей, распределенных неоднородно по объему кристалла. Лавинный пробой  $p-n$ -перехода генераторных диодов вероятно обусловлен включением микроплазм, связанных с локальными неоднородностями легирования материала подложки, а также электрической ионизацией глубоких примесных центров технологических (фоновых) примесей, таких, например, как медь и железо.

**Ключевые слова:** диоды-генераторы шума, микроплазмы,  $p-n$ -переход, технологические примеси

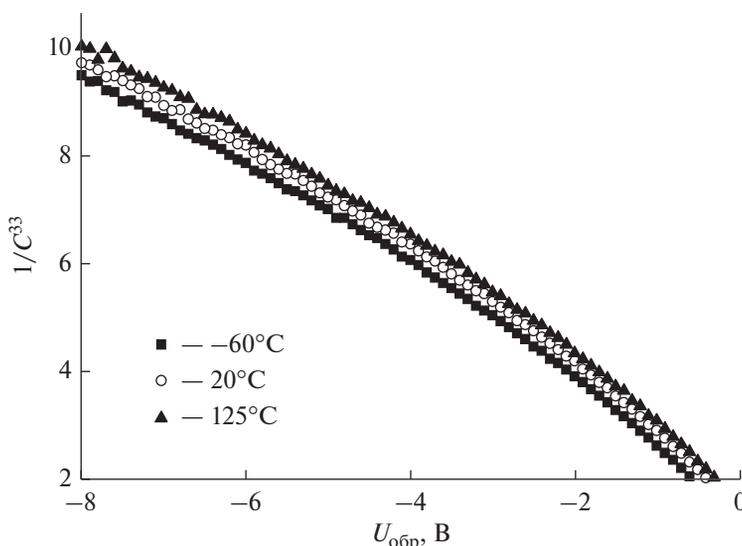
**DOI:** 10.31857/S0544126920040031

### ВВЕДЕНИЕ

Воздействие источников шума на нелинейные диагностические системы может генерировать принципиально новые эффекты, которые не могут быть реализованы в отсутствие шума [1]. Применение физических источников шума является перспективным для создания случайных числовых последовательностей с целью защиты информации, а также диагностики оборудования и конструкций методами модального анализа [2]. Для конкретного практического применения таких источников обязательным условием является получение качественного шума, с точки зрения случайности, и оптимального по амплитудным и частотным характеристикам. Однако, получение широкополосного шума со спектром, наиболее близким к однородному определяется, прежде всего, режимом работы диодов-генераторов.

Основой работы современных полупроводниковых стабилитронов и генераторных диодов являются ударная ионизация и лавинный пробой  $p-n$ -перехода [3]. Лавинный пробой реальных  $p-n$ -переходов сильно локализован и носит микроплазменный характер. Область локализации тока в обратно смещенном  $p-n$ -переходе

принято называть микроплазмой (МП), процесс пробоя – микроплазменным пробоем. Для существования микроплазм необходимо либо наличие структурных несовершенств, вызывающих локальные искажения электрического поля в области, на которой падение напряжения составляет около 1 В, либо структурные несовершенства могут содержать ловушки, имеющие высокую плотность заряда, создающего внутреннее электрическое поле [4, 5]. Надежность лавинных диодов, их способность выдерживать кратковременные перегрузки в обратном направлении целиком определяются совокупностью микроплазм прибора. Поэтому примесная атмосфера и структурные дефекты микроплазменных каналов являются определяющими факторами при разработке генераторных диодов, учитывая их возможное влияние на основные параметры вольт-амперных характеристик диодов. Если в микроплазменном канале имеются глубокие центры (ГЦ), то эмиссия с них носителей заряда существенно влияет на параметры пробоя даже в тех случаях, когда концентрация ГЦ на много меньше концентрации легирующих примесей. В связи с этим при разработке и корректировке топологической структуры и техноло-



**Рис. 1.** Типичная зависимость  $1/C^3$  от величины обратного напряжения для диодов – генераторов шума при различных температурах измерения.

гических параметров изготовления приборов актуальна информация как об электрофизических параметрах генераторных диодов, так и о составе глубоких центров, формирующих микроплазмы.

#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе исследованы электрофизические параметры кремниевых диодов-генераторов шума *ND102–ND104*, изготовленных по планарной диффузионной технологии формирования цилиндрических *p–n*-переходов малого диаметра (<10 мкм) с защитой от поверхностного пробоя [3] на основе подложек монокристаллического кремния *p*-типа,  $\rho = 0.03 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , ориентацией (111), и диодов-генераторов шума *ND201*, изготовленных по аналогичной технологии на основе подложек монокристаллического кремния *p*-типа,  $\rho = 0.0035 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , ориентацией (111). Глубина *p–n*-перехода, сформированного диффузией, фосфора составляла  $\sim 6 \text{ мкм}$ . Амплитуда шумов в области лавинного пробоя составляла  $\sim 100 \text{ мВ}$  при токе  $50 \text{ мкА}$ , верхняя частотная граница однородных шумов  $\leq 3 \text{ МГц}$ . Измерения ВАХ и ВФХ диодов с целью определения влияния глубоких центров на электрофизические параметры приборов производились с помощью измерителя параметров полупроводниковых приборов *Agilent B1500A* и зондовой станции *Cascade Summit11000* в интервале температур  $-60–125^\circ\text{C}$ . Структурные дефекты подложки выявлялись путем травления в селективном хромовом травителе.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При исследовании вольт-фарадных характеристик генераторных диодов установлено, что зависимость емкости от приложенного обратного смещения имеет вид  $1/C^3 \sim U_{\text{обр}}$  и характерна для плавного *p–n*-перехода (рис. 1). При не очень малых обратных напряжениях данная зависимость представляет собой прямую линию. Отклонение от линейности при малых напряжениях обусловлено тем, что в данной области напряжений кроме барьерной емкости *p–n*-перехода начинает сказываться влияние диффузионной емкости, которая проявляется при малых напряжениях за счет экстракции носителей заряда через *p–n*-переход. Следует отметить, что ВФХ очень слабо зависят от температуры, что свидетельствует о том, что концентрация глубоких центров, определяющих структурными дефектами и технологическими (фоновыми) примесями в области объемного заряда *p–n*-перехода, невелика по сравнению с уровнем легирования.

Измерения ВАХ показали, что для всех диодов напряжение открывания *p–n*-переходов увеличивается с уменьшением температуры. Это обусловлено тем, что ток в прямом направлении определяется его диффузионной составляющей, зависящей как от величины концентрации неосновных носителей заряда, так и от температурного изменения ширины запрещенной зоны. ВАХ всех исследованных диодов в прямом направлении имеют активационный характер. При построении данных зависимостей в полулогарифмическом масштабе видно, что характеристики имеют экспоненциальную зависимость (рис. 2). По-

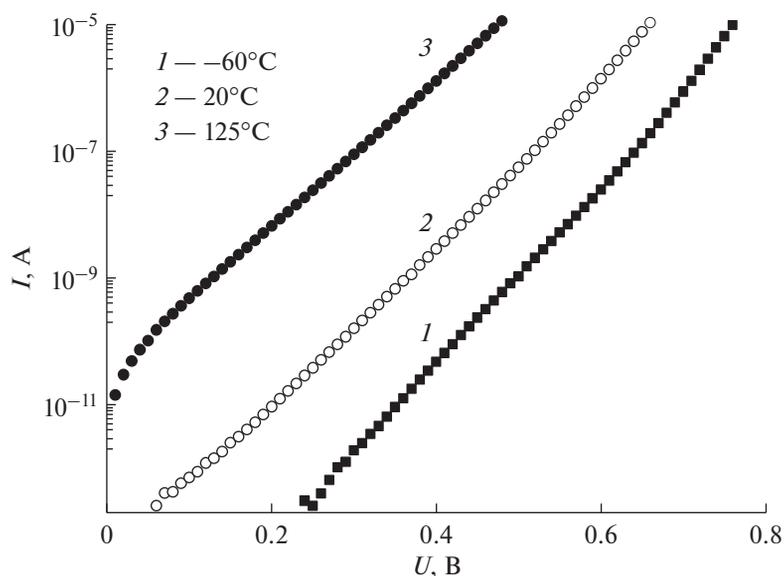


Рис. 2. Типичные прямые ВАХ  $p$ – $n$ -переходов при различных температурах измерений.

скольку полный прямой ток  $p$ – $n$ -перехода приближенно равен сумме диффузионного и рекомбинационного токов, то полученные результаты в общем случае можно описать следующим выражением [6]:

$$I_F = \exp(qU/nkT),$$

где  $n = 1$ , если преобладает диффузионный ток, и  $n = 2$ , если преобладает рекомбинационный ток. Когда оба тока сравнимы по величине, то  $n$  имеет значения между 1 и 2. При прямом смещении из-за генерационно-рекомбинационных явлений в обедненном слое определяющими становятся процессы захвата носителей, и к диффузионному току добавляется рекомбинационный ток  $I_{рек}$  [6]. Результаты значения коэффициентов наклона ВАХ приведены табл. 1. Видно, что при уменьшении температуры измерения доля рекомбинационного тока возрастает, что обусловлено снижением концентрации основных носителей заряда при более низких температурах. Причем, для диодов  $ND201$  значения коэффициента наклона ВАХ при всех температурах измерения имеют несколько большие значения, что обусловлено, вероятно, различием в соотношении уровня легирования подложки и концентрации рекомбинационных центров.

Измерения ВАХ при обратном включении диодов (рис. 3) показали, что для всех диодов с увеличением температуры напряжение пробоя увеличивается. Это обусловлено уменьшением энергии, которую носитель заряда может приобрести на длине свободного пробега в электрическом поле, вследствие температурного уменьшения длины свободного пробега.

Обратные ветви ВАХ имеют активационный характер: при увеличении обратного напряжения ток диода не остается постоянным и равным току насыщения ( $I_0$ ).

Одной из причин увеличения обратного тока с ростом обратного напряжения является расширение области пространственного заряда (ОПЗ), в результате чего увеличивается количество центров, с которых происходит генерация носителей заряда. В данном случае зависимость обратного тока от напряжения должна иметь следующий вид [6]:  $I_{обр} \sim U^n$ , где показатель степени  $n \approx 1$ . Однако, проведенный анализ показал, что во всех исследованных случаях имеется более сильная зависимость.

Существенную роль поверхностной составляющей тока в данном эффекте следует исключить, поскольку, как сказано выше, исследуемые диоды были изготовлены по планарной диффузионной технологии формирования цилиндрических  $p$ – $n$ -переходов малого диаметра (<10 мкм) с защитой от поверхностного пробоя по методике, указанной в [3]. Это позволяет сделать вывод, что в формировании обратного тока диодов основную роль играет термическая генерация носителей с

Таблица 1. Коэффициенты наклона ВАХ  $p$ – $n$ -переходов при прямом смещении

Диоды	Температура измерений		
	–60°C	20°C	125°C
$ND103$	1.40	1.27	1.14
$ND201$	1.48	1.32	1.17

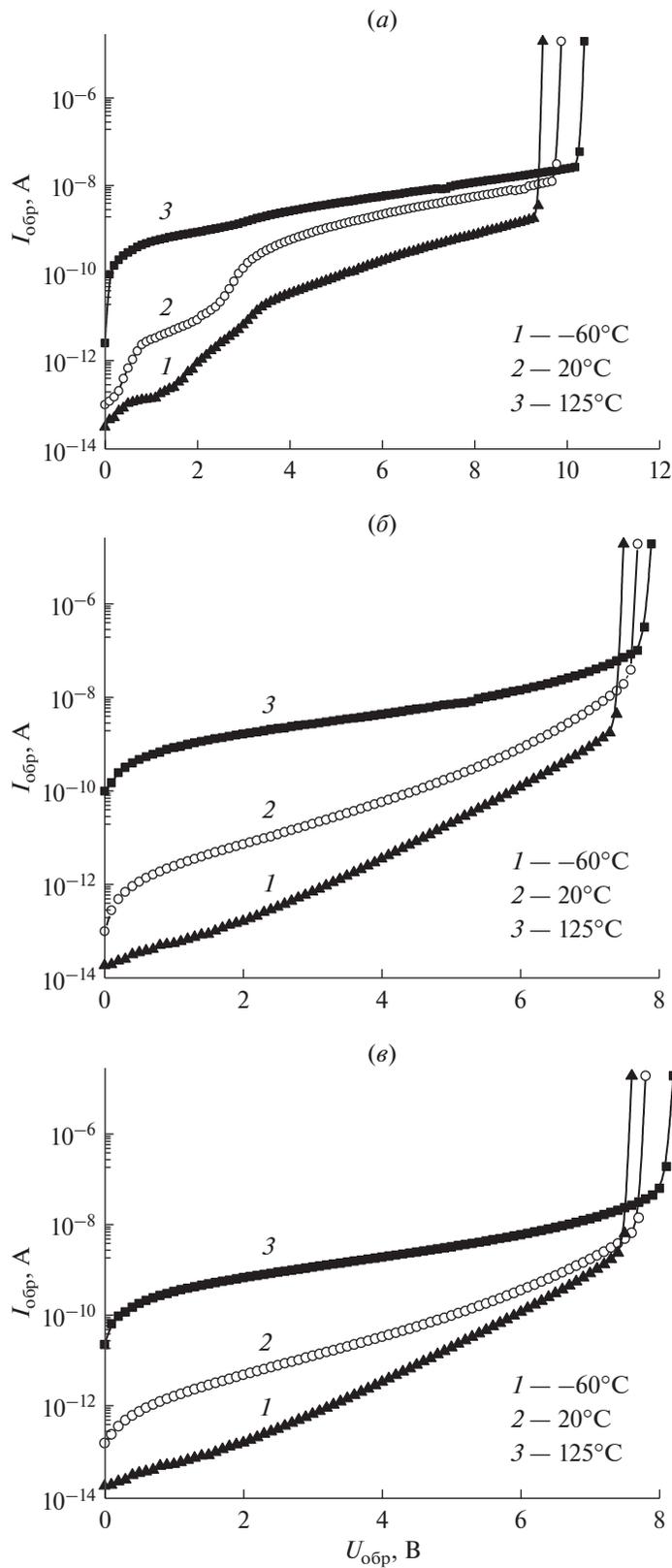


Рис. 3. Обратные ВАХ диодов: а – ND102; б – ND104; в – ND201.

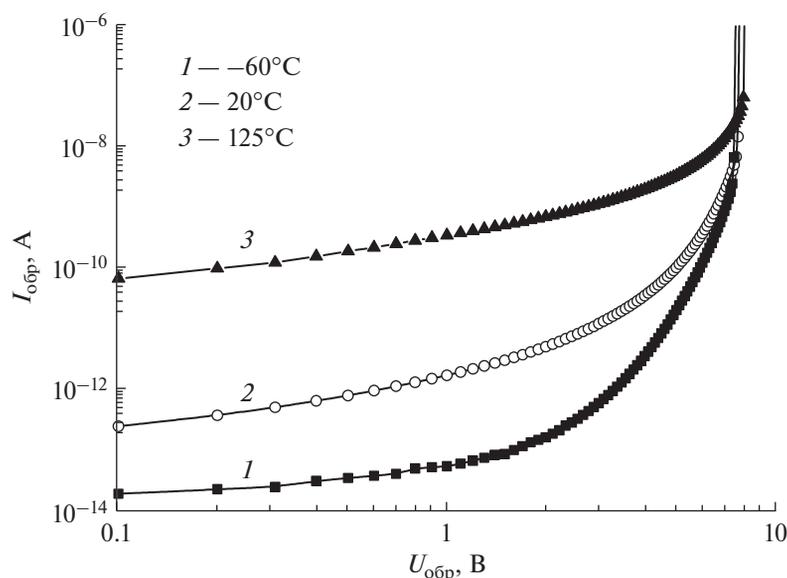


Рис. 4. Типичные обратные ВАХ  $p$ – $n$ -переходов при различных температурах измерений.

глубоких примесных уровней в ОПЗ  $p$ – $n$ -перехода, расширяющейся с увеличением обратного напряжения. Полный обратный ток для резкого  $p$ – $n$ -перехода можно приблизительно представить суммой диффузионного тока в нейтральной области и генерационного тока в обедненной области [6]. Плотность тока, обусловленного генерацией в обедненной области, принимается равной

$$I_{\text{ген}} \sim \frac{1}{\tau_e}; \quad I_{\text{ген}} \sim W \sim (U_{bi} + U)^{1/2},$$

где  $\tau_e$  — эффективное время жизни носителей заряда, определяемое скоростью генерации электронно-дырочных пар в обедненной области  $p$ – $n$ -перехода толщиной  $W$ ,  $U_{bi}$  — контактная разность потенциалов. Таким образом, следует ожидать степенную зависимость генерационного тока от приложенного напряжения с показателем степени 0.5.

На рис. 4 приведены обратные ветви ВАХ диодов, построенные в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что для ВАХ  $p$ – $n$ -переходов при обратном смещении присуще наличие двух областей. При  $U < 2$  В ток практически не зависит от напряжения, что свидетельствует о преобладании в данной области напряжений диффузионной составляющей прямого тока. При  $U > 2$  В наблюдается степенная зависимость тока от напряжения  $I_{\text{обр}} \sim U^n$ , что характерно для обратной ВАХ  $p$ – $n$ -перехода в области пространственного заряда которого преобладает генерация электронно-дырочных пар [6]. В данном случае  $n > 1$ , что свидетельствует о высокой концентрации рекомбинационно-генерационных центров и их неоднородном распределении. Из исследования температурных зависимостей обратных токов установлено, что

энергия активации в зависимости от величины приложенного к  $p$ – $n$ -переходу обратного напряжения имеет значения в диапазоне 0.25–0.45 эВ, причем с увеличением обратного напряжения данная величина уменьшается.

Данный эффект может быть, с одной стороны, обусловлен температурным изменением ширины запрещенной зоны. Однако, как показали оценки, изменение ширины запрещенной зоны для используемого в данной работе температурного интервала исследований не превышает 0.05 эВ. С другой стороны, необходимо учитывать эффект Пула-Френкеля [7], заключающийся в уменьшении глубины залегания энергетических уровней в сильных электрических полях. Произведенные оценки показывают, что напряженность поля в области обеднения превышает  $10^4$  В/см. Этого достаточно для изменения глубины залегания энергетических уровней. При экстраполяции зависимостей энергии активации от приложенного напряжения (рис. 5) к координатной оси, соответствующей значению 0 В, полученные значения дают величину залегания энергетического уровня  $0.45 \pm 0.03$  эВ. Такими примесями могут быть технологические фоновые примеси железа и меди.

Следует отметить, что для диодов ND102 на кривых ВАХ (рис. 3а) имеется ступенька в районе 3 В. Это обусловлено, вероятно, термической генерацией носителей заряда с глубоких уровней, обусловленных ГЦ, когда они попадают в область пространственного заряда и смещением уровня Ферми вследствие расширения ОПЗ при увеличении напряжения. Данный факт также позволяет сделать заключение о неоднородном распределении технологических примесей с глубокими энер-

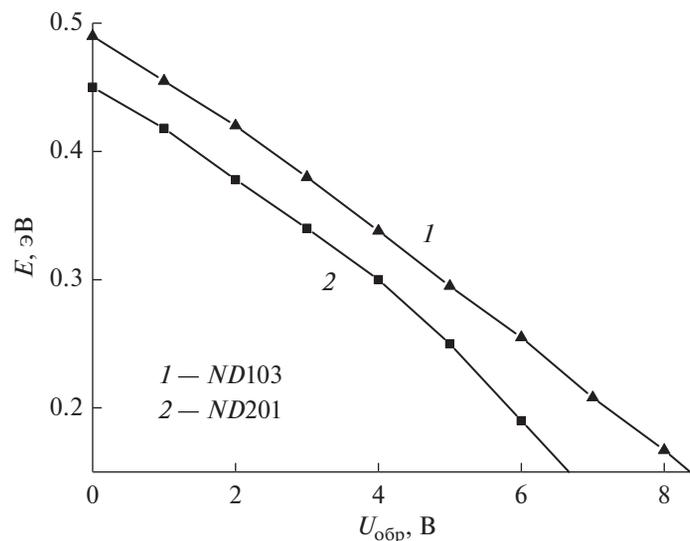


Рис. 5. Зависимость энергии активации от обратного напряжения.



Рис. 6. Структура поверхности кремниевой подложки после химической обработки.

гетическими уровнями в запрещенной зоне по объему кристалла.

Следует отметить, что величины обратных токов для диодов *ND201* (рис. 3в) во всех случаях меньше, чем для диодов *ND102* (рис. 3а) и *ND104* (рис. 3б). Это обусловлено различием в уровнях основного легирования и, соответственно, длинах экранирования Дебая, определяющих размеры ОПЗ, где происходит генерация носителей заряда, определяющих обратный ток диодов.

Полученные экспериментальные значения ВАХ и ВФХ свидетельствуют о том, что лавинный пробой *p-n*-перехода генераторных диодов не может

быть обусловлен его “проколом” вследствие шнурования тока по пронизывающим его дислокациям. Действительно, как показали структурные исследования, плотность дислокаций в подложке невелика и не превышает значения  $100 \text{ см}^{-2}$  (рис. 6). После селективного травления поверхность подложки имеет “развитый” характер, обусловленный локальными микроскопическими неоднородностями распределения концентрации основной легирующей примеси бора, что характерно для сильнолегированных полупроводников.

Согласно полученным результатам можно сделать вывод, что лавинный пробой *p-n*-перехода

обусловлен включением микроплазм. Это происходит в результате локального увеличения напряженности электрического поля на неоднородностях легирования кристалла и ионизацией глубоких примесных центров в области пространственного заряда. Как основные легирующие, так и технологические примеси могут осаждаться на структурных несовершенствах кристаллической решетки в виде примесных атмосфер либо включений второй фазы. Наличие примесных атмосфер легирующих примесей может приводить к локальному сужению области пространственного заряда и, как следствие, к увеличению в этих местах напряженности электрического поля. Наличие глубоких уровней, которые остаются заполненными в пределах области пространственного заряда, может также обуславливать пробой  $p-n$ -перехода при их ионизации вследствие локального увеличения напряженности электрического поля.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, экспериментально установлено, что лавинный пробой  $p-n$ -перехода генераторных диодов вероятно обусловлен включением микроплазм, связанных с локальными неоднородностями легирования материала подложки, а также электрической ионизацией глубоких примесных центров технологических (фоновых) примесей, таких, как например, медь и железо, попадающих в монокристалл, как в процессе выращивания слитков по методу Чохральского, так и при различных технологических операциях по формированию диодной структуры. Величина обратного тока и, соответственно, пробой в генераторных диодах обусловлены ионизацией составляющих основу микроплазм технологических (фоновых) примесей, распределенных неоднородно по объему кристалла. Показано, что анализ ВАХ позволяет установить влияние неоднородностей легирования кристалла и ионизации глубоких примесных центров в области про-

странственного заряда на электрофизические параметры и процессы возникновения лавинного пробоя  $p-n$ -переходов генераторных диодов шума, обусловленного включением микроплазм в результате локального увеличения на них напряженности электрического поля. Форма обратной ветви ВАХ в области напряжений, предшествующих пробивному, существенно влияет на режим (вероятность) микроплазменного пробоя. Точка наибольшей кривизны ВАХ, вероятно, определяет нижнюю границу диапазона напряжений эффективного образования и развития микроплазм.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анищенко В.С., Нейман А.Б., Мосс Ф., Шиманский-Гайер Л. Стохастический резонанс как индуцированный шумом эффект увеличения степени порядка // Успехи физических наук. 1999. Т. 169. № 1. С. 7–38.
2. Барановский О.К. и др. Кремниевые диоды-генераторы шумовых импульсных последовательностей // Материалы 2-й Международной конференции “Материалы и структуры современной электроники”. 5–6 октября 2006. Минск. 2006. С. 58–61.
3. Булярский С.В., Грушко Н.С. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах // М.: Издательство Московского государственного университета, 1995. С. 132.
4. Грехов И.В., Сережкин Ю.Н. Лавинный пробой  $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980. 152 с.
5. Шокли У. Проблемы, связанные с  $p-n$ -переходами в кремнии // Успехи физических наук. 1962. Т. 77. № 1. С. 161–196.
6. Sze S.M., Lee M.K. Semiconductor Devices: Physics and Technology / 3rd ed. John Wiley & Sons Singapore Pte. Limited. 2012. 582 p.
7. Тагиев Б.Г., Тагиев О.Б., Джаббаров Р.Б., Абушов С.А., Абдулаева З.Я., Казымова Ф.А. Эффект Пула-Френкеля и спектроскопия локальных уровней в полупроводниках // Институт физики НАН Азербайджана. Баку. 2003. Т. 1. № 5. С. 78–88.