Электрофизические параметры диодов генераторов шума, облученных быстрыми электронами

В. С. Просолович[a,*], О. О. Латий[b,c], В. В. Буслюк[b,c], С. С. Дереченник[c], В. А. Емельянов[d], В. Б. Оджаев[a], А. Н. Петлицкий[d], С. Б. Ластовский[e], В. Ю. Явид[a], Ю. Н. Янковский[a]

[a]*Белорусский государственный университет, г. Минск, 220030, Беларусь*
[b]*ОАО «Цветотрон», Брест, 224022, Беларусь*
[c]*УО «Брестский государственный технический университет», Брест, 224017, Беларусь*
[d] *ОАО «ИНТЕГРАЛ» – управляющая компания холдинга «ИНТЕГРАЛ», г. Минск, 220108, Республика Беларусь*
[e] *ГО «НПЦ по материаловедению НАНБ», г. Минск, 220072, Беларусь*
[*]*e-mail: prosolovich@bsu.by*

Поступила в редакцию 29.06.2026
После доработки 04.09. 2026
Принята к публикации 16.10.2026

Исследованы (при облучении быстрыми электронами с энергией 4,5 МэВ флюенсами 3×10^{13} – 1×10^{15} см$^{-2}$) изменения электрофизических параметров кремниевых диодов-генераторов шума, изготовленных на основе подложек монокристаллического кремния *p*-типа проводимости по планарной диффузионной технологии формирования цилиндрических *p*-*n*-переходов малого диаметра (<10 мкм). Установлено, что в процессе облучения диодов генераторов шума происходят коррелированные изменения их основных электрофизических характеристик: обратного тока *p*-*n*-перехода, эффективного напряжения шума, спектральной плотности напряжения шума, частоты шумовых импульсов и граничной частоты шумов.

Ключевые слова: диоды генераторы шума, быстрые электроны, электрофизические параметры, микроплазмы

УДК 621.382.232
https://doi.org/10.52577/eom.2026.62.5.50

ВВЕДЕНИЕ

Применение физических источников шума является перспективным для создания случайных числовых последовательностей с целью защиты информации, а также диагностики оборудования и конструкций методами модального анализа. Обязательным условием для практического применения является получение качественного, с точки зрения случайности, и оптимального по амплитудным и частотным характеристикам шума, генерируемого конкретным источником. Генерация шума с заданными спектральными характеристиками в широком диапазоне частот позволяет осуществлять оценку качества цифровых систем передачи информации, маскировку побочных электромагнитных излучений вычислительной техники, а также создание криптографически случайных числовых последовательностей в аппаратно-программных комплексах защиты информации [1].

В качестве источников шума как правило используются полупроводниковые диоды в режиме обратного смещения, генерирующие широкополосный шум с высокой спектральной плотностью. Принцип действия генераторов шума основан на свойствах лавинного пробоя *p*-*n*-перехода [2]. В начальной стадии лавинного пробоя процесс ударной ионизации оказывается неустойчивым: ударная ионизация возникает, срывается и возникает вновь в тех местах перехода, где оказывается достаточной напряженность электрического поля [3].

Результатом случайной неравномерности генерации новых носителей заряда являются шумы, которые характерны для определенного диапазона токов. При лавинном пробое обратно смещенных *p*-*n*-переходов наблюдаются локализованные участки более высокой (по сравнению с остальной частью области пространственного заряда – ОПЗ) напряженности поля [2]. Эти участки образуются благодаря малым неоднородностям в ОПЗ *p*-*n*-перехода. Наличие таких локальных неоднородностей, которые являются областями пониженного напряжения пробоя, приводит к образованию микроплазм, то есть кратковременному протеканию через них тока амплитудой 10−200 мкА.

Микроплазмы образуются благодаря малым примесно-дефектным неоднородностям структуры в области пространственного заряда *p*-*n*-переходов [4, 5]. Эмиссия носителей заряда с глубоких центров (ГЦ), находящихся в микроплазменном канале, существенно влияет на параметры пробоя даже в тех случаях, когда

Просолович В.С., Латий О.О., Буслюк В.В., Дереченник С.С., Емельянов В.А., Оджаев В.Б., Петлицкий А.Н., Ластовский С.Б., Яви В.Ю., Янковский Ю.Н., Электронная обработка материалов, 2026, **62**(5), 50–57.

концентрация ГЦ на много порядков величины меньше концентрации легирующих примесей. В связи с тем, что шумовые свойства полупроводниковых приборов зависят от состава и постоянства дефектно-примесной структуры, инженерия дефектов позволяет управлять их электрическими параметрами. Одним из перспективных методов модификации дефектно-примесного ансамбля полупроводниковых структур является обработка их высокоэнергетическими внешними воздействиями [6].

Цель работы – исследование изменений электрофизических параметров диодов генераторов шума при облучении быстрыми электронами с энергией 4,5 МэВ.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Диоды генераторы шума изготавливались на основе подложек монокристаллического кремния *p*-типа проводимости, выращенного по методу Чохральского с удельным сопротивлением ρ = 0,03 Ом·см, ориентация – (111), по планарной диффузионной технологии формирования цилиндрических *p*-*n*-переходов малого диаметра (<10 мкм) с защитой от поверхностного пробоя [7]. Глубина *p*-*n*-перехода, сформированного диффузией фосфора, составляла ~ 6 мкм. Амплитуда шумов исходных приборов в области лавинного пробоя была равна ~ 100 мВ при токе 50 мкА, верхняя граница однородных шумов ≤ 3 МГц. Измерения вольт-амперных (ВАХ) и вольт-фарадных (ВФХ) характеристик диодов с целью определения влияния глубоких центров на электрофизические параметры приборов производились с помощью анализатора полупроводниковых приборов *Agilent B*1500 A с зондовой станцией *Cascide Summit* 11000 в интервале температур от –60 до +125 ºС. Измерения шумовых характеристик осуществлялись на автоматизированном комплексе измерения электрофизических параметров шумовых диодов АКИД. Замеры проводились как непосредственно после облучения быстрыми электронами, так и после выдержки в течение 2500 часов при нормальных климатических условиях. Объем выборки составлял 10 диодов для каждого флюенса облучения. Облучение электронами с энергией 4,5 МэВ выполнялось при 30 ºС на линейном ускорителе электронов У-003 флюенсами (Ф) 3×10^{13}–1×10^{15} см$^{-2}$, интенсивность потока электронов была равна 1×10^{12} см$^{-2}$с$^{-1}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В диодах до облучения обратный ток (I_{r0}) составлял $2{,}03\times10^{-10}$А при напряжении пробоя U_d = 8,65 В. Облучение диодов быстрыми электронами приводило к возрастанию величины обратного тока (I_r), обусловленному генерацией носителей заряда с глубоких центров, сформированных в результате облучения высокоэнергетическими частицами. Установлено, что I_r после облучения возрастает даже при самом малом используемом нами флюенсе – 3×10^{13} см$^{-2}$ и остается примерно постоянным вплоть до 1×10^{14} см$^{-2}$, а затем резко возрастает. В кремнии *p*-типа проводимости, выращенном по методу Чохральского, при облучении быстрыми электронами превалирующим является введение радиационных дефектов акцепторного типа с энергиями активации эмиссии E_v + 0,35; E_v + 0,21 эВ. Указанные дефекты обычно связывают с комплексом междоузельный кислород-междоузельный углерод (E_v + 0,35 эВ) и дивакансиями (E_v + 0,21 эВ) [6, 8]. На рис. 1 представлены типичные ВАХ для шумовых диодов до и после облучения электронами с энергией 4,5 МэВ, построенные в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что для вольт-амперных характеристик диодов при обратном смещении присуще наличие двух участков с зависимостью значения обратного тока (I_r) от величины приложенного обратного напряжения (U_r) близкой к степенной $I_r \sim U_r^n$. На первом участке для малых напряжений (не более 3 В) $n \sim 0{,}5$, что характерно для обратной вольт-амперной зависимости идеального диода [9].

При напряжениях 5 В и выше показатель степенной зависимости тока от напряжения n с учетом флюенса электронов изменяется в пределах от 3,5 до 6,5. Следует отметить, что в необлученных диодах показатель степени n в данном диапазоне обратных смещений принимает значения от 3,5 до 4,5, а не 0,5, как это имеет место для диодов, у которых обратный ток обусловлен термической генерацией носителей заряда с глубоких примесных уровней в области пространственного заряда *p*-*n*-перехода [9]. Ранее было установлено [4, 5], что такое возрастание показателя n степенной зависимости при увеличении обратного напряжения обусловлено неоднородным распределением посттехнологических структурных дефектов и технологических примесей с глубокими энергетическими уровнями в запрещенной зоне по объему кристалла. Обращает на себя внимание также значительный рост тока при увеличении напряжения обратного смещения в предпробойной области. Возрастание при облучении показателя степени n вероятно связано с увеличением неоднородности потенциального рельефа, обусловленного формированием дефектно-примесных

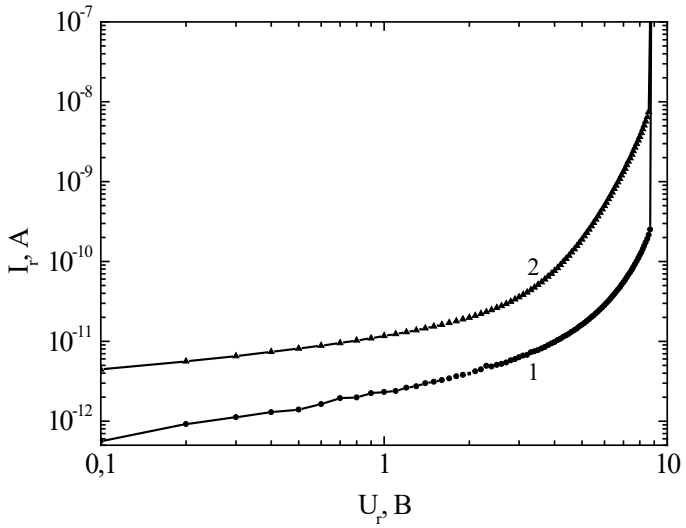


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики диодов генераторов шума, измеренные при 20 °С. *1* – до облучения быстрыми электронами; *2* – после облучения быстрыми электронами с энергией 4,5 МэВ, флюенсом 1×10^{15}см $^{-2}$.

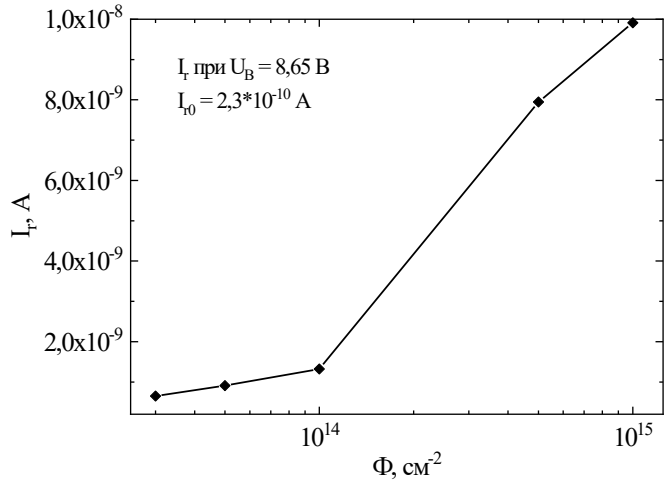


Рис. 2. Зависимость обратного тока *p-n*-переходов от флюенса облучения быстрыми электронами (напряжение лавинного пробоя U_B = 8,65 В). $T_{изм}$ = 20 °С.

комплексов радиационно-технологической природы, а также компенсацией кремния формирующимися при облучении глубокими генерационно-рекомбинационными центрами.

Как сказано выше, величины обратных токов при всех значениях обратного напряжения существенно возрастали с увеличением флюенса (Ф) облучения (рис. 2). Как известно [9], ток через *p-n*-переход при обратном смещении, обусловленный генерационно-рекомбинационными процессами в ОПЗ, определяется, прежде всего, шириной области обеднения W и временем жизни неравновесных носителей заряда τ_e, то есть концентрацией генерационных центров:

$$I_{gen} = \int_0^W q\left|U_r\right|dx \approx q\left|U_r\right|W = \frac{qn_iW}{\tau_e},$$

где q – заряд электрона; n_i – собственная концентрация носителей заряда в кремнии при данной температуре; U_r – обратное напряжение, подаваемое на контакты диода.

После облучения электронами ВФХ исследуемых приборов практически не изменялись, то есть размеры области пространственного заряда вблизи металлургической границы *p-n*-перехода существенно не поменялись. Следует отметить, что в диапазоне флюенсов 3×10^{13} см$^{-2}$–1×10^{14} см$^{-2}$ облучение приводит к незначительному изменению обратного тока I_r при напряжении, при котором начинается пробой (U_B = 8,65 В), а при дальнейшем увеличении флюенса I_r резко возрастает. Таким образом, увеличение обратного тока после облучения флюенсами быстрых электронов более 1×10^{14} см$^{-2}$ обусловлено уменьшением времени жизни неравновесных носителей вследствие образования при облучении радиационных дефектов, являющихся глубокими генерационно-рекомбинационными центрами.

Исследование шумовых характеристик диодов генераторов шума показало, что облучение диодов электронами с энергией 4,5 МэВ приводит к увеличению числа пиков напряжения (тока) на диодах при их пробое в

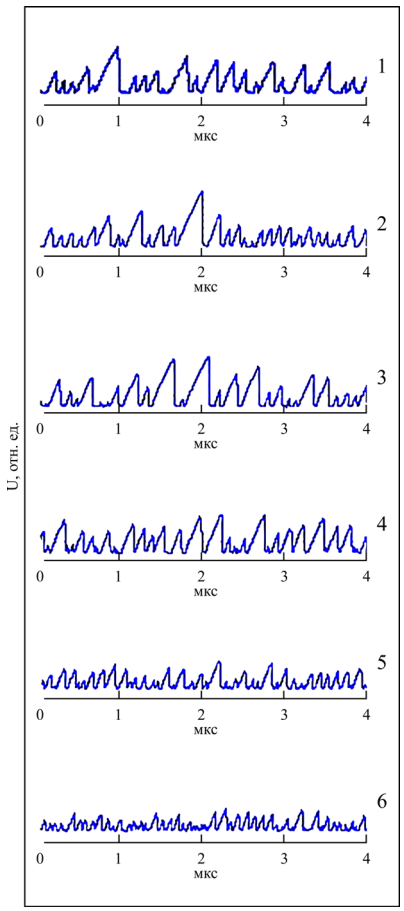


Рис. 3. Осциллограммы импульсов напряжения шума при различных флюенсах облучения диодов генераторов шума. Величина флюенса, см$^{-2}$: *1* – 0; *2* – 3×10^{13}; *3* – 5×10^{13}; *4* – 1×10^{14}; *5* – 5×10^{14}; *6* – 1·10^{15}. $T_{изм}$ = 20 °С.

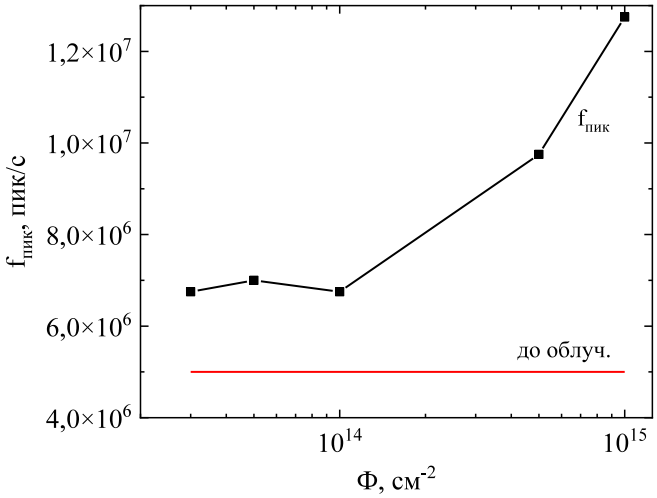


Рис. 4. Зависимость частоты пиков шумового напряжения на диоде генераторе шума от флюенса облучения быстрыми электронами. Горизонтальной линией показана частота пиков до облучения. $T_{изм}$ = 20 °С.

заданном интервале времени 4 мкс (рис. 3). Количество пиков в облученных диодах возрастает с увеличением флюенса, начиная со значения ~ 1×10^{14} см$^{-2}$. На рис. 4 показана зависимость частоты пиков напряжения на диоде (число пиков в единицу времени) от величины флюенса. Горизонтальной линией на рис. 4 обозначено среднее значение частоты пиков в диодах до облучения. Отметим, что частота пиков после облучения возрастает даже при самом малом используемом нами флюенсе облучения – 3×10^{13} см$^{-2}$ и остается приблизительно постоянной вплоть до значений Ф = 1×10^{14} см$^{-2}$. Характерно, что на данной зависимости имеется небольшой изгиб вверх при Ф = 5×10^{13} см$^{-2}$. При увеличении флюенса более 1×10^{14} см$^{-2}$ частота пиков существенно возрастает.

Наклонные участки пиков напряжения (передний фронт) соответствуют включению микроплазм и увеличению тока вследствие процесса умножения носителей в лавине за счет ударной ионизации, вертикальные (задний

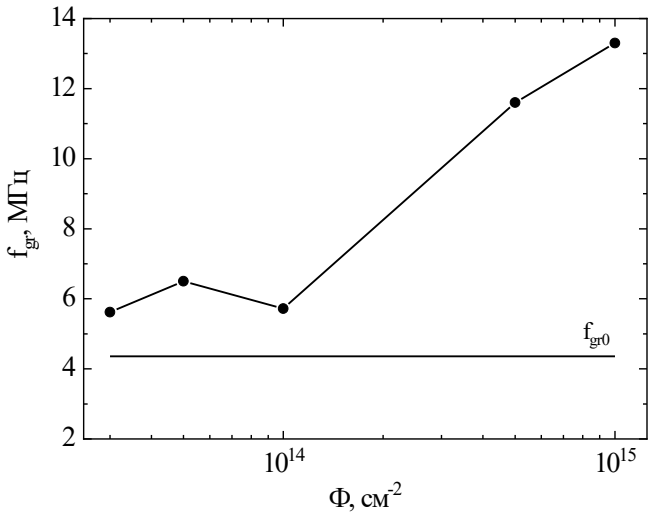


Рис. 5. Зависимость граничной частоты шумов при токе 50 мкА от флюенса облучения быстрыми электронами (сплошной горизонтальной линией показано значение f_{gr} до облучения). $T_{изм}$ = 20 °С.

фронт) – выключению лавины и уменьшению тока через микроплазму (выключению микроплазм) [10]. Причиной выключения лавины может являться уменьшение длины свободного пробега носителей заряда в области умножения вследствие разогрева микроплазмы [11] или уменьшения напряженности поля из-за влияния пространственного заряда подвижных носителей в пролетных областях [2]. Следует отметить, что в работе [12] наблюдали другую форму импульсов тока, а именно, сначала крутой подъем, а затем медленный спад. В нашем случае наоборот – медленный подъем и быстрый спад. Вообще говоря, импульсы могут иметь разнообразную форму (от треугольной до прямоугольной) и случайный характер (длительность импульсов и пауз между ними подчиняется экспоненциальному распределению) [10, 11]. Форма импульсов зависит в первую очередь от вида ВАХ для пролетной области, а также от сопротивления нагрузки. Обращает на себя внимание случайный характер амплитуды импульсов напряжения шума. Он обусловлен случайными флуктуациями функции ионизации, которая имеет статистическую природу. Так как примесные неоднородности в кристалле и дефекты также имеют случайные распределения по объему кристалла и случайную природу, то и шумовой сигнал (его амплитуда) обнаруживает случайный характер. Поскольку область нестабильности тока через микроплазму составляет 0,1–0,2 В [10, 11], в указанном диапазоне может иметь место взаимодействие между микроплазмами находящимися как на малых расстояниях, так и на очень больших, что также вносит свой вклад в величину амплитуды шумового сигнала.

Таким образом, случайный характер включения–выключения микроплазм обусловлен флуктуациями числа носителей заряда в области *p-n*-перехода и базы, сопровождающими ударную ионизацию в области умножения и прохождение электронов и дырок через пролетные участки *p-n*-перехода. Эти флуктуации связаны с процессами тепловой генерации и рекомбинации носителей в объеме кристалла. Время рассасывания заряда лавины в значительной степени определяется временем жизни неосновных носителей заряда τ, которое зависит от сечения захвата электронов, концентрации центров, а также глубины залегания соответствующих энергетических уровней [3].

В результате облучения быстрыми электронами изменилась и такая частотная характеристика диодов генераторов шума как граничная частота шумов, определяемая как наибольшая частота спектра, при которой отрицательное отклонение спектральной плотности шумов при заданном токе пробоя не превышает заданное значение. На рис. 5 представлена зависимость граничной частоты шума при токе 50 мкА от флюенса облучения быстрыми электронами. Данная характеристика остается практически постоянной вплоть до флюенсов 1×10^{14} см$^{-2}$, а затем резко увеличивается. Обращает на себя внимание схожесть зависимостей частоты пиков и граничной частоты. Причем, имеет место схожесть не только вида зависимостей, но и значений частоты в обоих случаях. Горизонтальной линией на рис. 5 обозначено среднее значение граничной частоты шума в диодах до облучения.

Вследствие генерации радиационных дефектов облучение быстрыми электронами приводит к появлению дополнительных центров рекомбинации в объеме диодов. Увеличивается количество актов захвата и высвобождения носителей с ловушек при развитии лавины

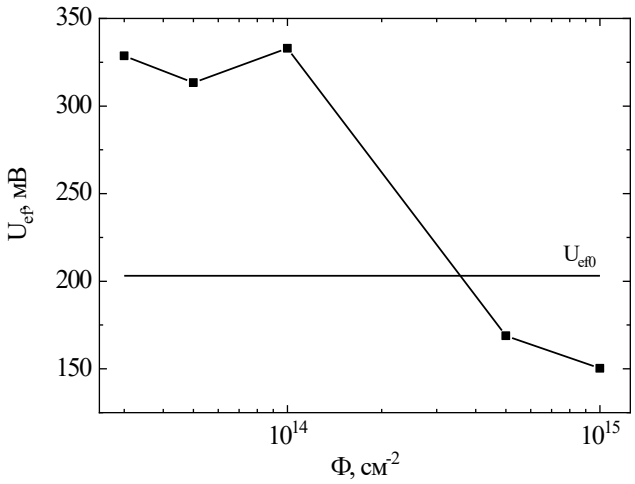


Рис. 6. Зависимость эффективного напряжения шума от флюенса облучения быстрыми электронами (сплошной горизонтальной линией показано значение U_{ef0} до облучения). $T_{изм}$ = 20 °С.

сокращается также и время жизни неравновесных носителей заряда. Эти процессы приводят к уменьшению количества электронов, участвующих в процессе ударной ионизации и, соответственно, повышению вероятности выключения микроплазмы. В то же время из-за увеличения концентрации радиационных дефектов облучение также вызывает изменение вероятности включения микроплазмы. Ловушки, захватившие носители во время предыдущего акта развития лавины, становятся центрами эмиссии носителей, запускающих лавину. Эти процессы влекут за собой увеличение скорости следования импульсов и, в результате, граничной частоты шума.

Установлено, что облучение диодов электронами с энергией 4,5 МэВ в диапазоне флюенсов 3×10^{13} – 3×10^{14} см$^{-2}$ приводит к увеличению эффективного напряжения шума U_{ef} (рис. 6).

Горизонтальной линией на рис. 6 обозначено среднее значение эффективного напряжения шума в диодах до облучения. Отметим, что эффективное напряжение шума U_{ef} после облучения так же, как и частота пиков и граничная частота шумов, возрастает даже при самом малом используемом нами флюенсе – 3×10^{13} см$^{-2}$ и остается приблизительно постоянным вплоть до 1×10^{14} см$^{-2}$, а затем резко снижается до значений ниже U_{ef} в диодах до облучения. Отметим, что на данной зависимости имеется небольшой прогиб вниз при Ф = 5×10^{13} см$^{-2}$. Возрастание U_{ef} обусловлено увеличением количества генерационных центров, формирующихся при взаимодействии радиационных дефектов с посттехнологическими структурными дефектами. При флюенсах более 3×10^{14} см$^{-2}$ преобладающее влияние на амплитуду шумовых импульсов начинают оказывать рекомбинационные процессы на радиационных дефектах, приводящие к снижению времени жизни неравновесных носителей заряда.

На рис. 7 представлена зависимость спектральной плотности напряжения шума S_U от флюенса электронов. Наблюдается хорошая корреляция с зависимостью эффективного напряжения шума: S_U возрастает даже при самом малом используемом нами флюенсе – 3×10^{13} см$^{-2}$, остается приблизительно постоянной вплоть до 1×10^{14} см$^{-2}$, затем резко снижается до значений ниже соответствующего параметра в диодах до облучения. На данной зависимости также имеется небольшой прогиб вниз при флюенсе Ф = 5×10^{13} см$^{-2}$. Указанный эффект обусловлен тем, что зависимость S_U от флюенса облучения имеет ту же физическую природу, что и зависимость $U_{ef} = f(\Phi)$.

Все приведенные дозовые зависимости электрофизических характеристик диодов генераторов шума, представленные на рис. 4–7, имеют определенную схожесть – наличие двух областей: область I (Ф ≤ 1×10^{14} см$^{-2}$) в которой параметры диода слабо зависят от флюенса облучения и область II (Ф = 1×10^{14} – 1×10^{15} см$^{-2}$), для которой характерны весьма значительные изменения параметров с увеличением флюенса электронов. Вероятно, в процессе облучения происходит как активация «спящих» очагов, обусловленных посттехнологическими структурными дефектами (ими могут являться формирующиеся при выращивании монокристаллического кремния скопления микродефектов, включающие технологические примеси кислорода и углерода [13, 14], и неоднородно распределенные примеси, образующие микроплазмы), так и зарождение новых центров формирования микроплазм. Одновременно происходит накопление генерационно-рекомбинационных центров радиационного

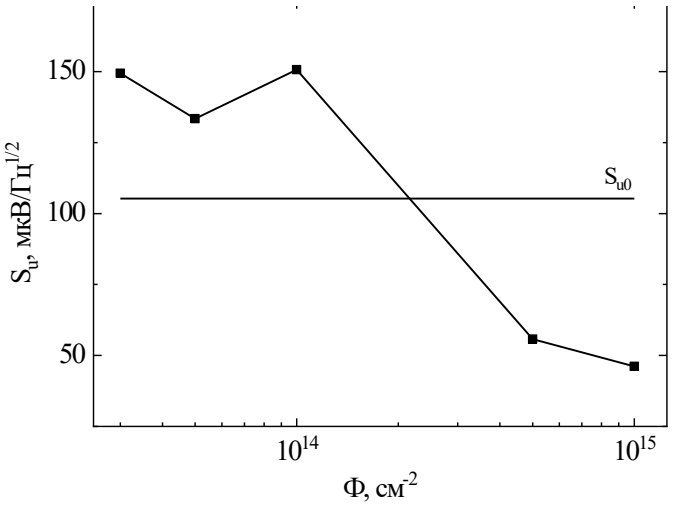


Рис. 7. Зависимость спектральная плотность напряжения шума от флюенса облучения быстрыми электронами (сплошной горизонтальной линией показано значение S_U до облучения). $T_{изм}$ = 20 °С.

происхождения. В области I доминирует активация «спящих» очагов, в которых образуются микроплазмы. Их активация приводит к росту значений частоты пиков, эффективного напряжения шума, граничной частоты шума и спектральной плотности шума приблизительно в 1,4–1,6 раза. Обратный ток диодов определяется в основном остаточными примесями и посттехнологическими дефектами. Облучение создает дополнительные центры генерации к уже существующим, что приводит к небольшому росту обратного тока.

В области II параметры шумовых диодов определяют преимущественно дефекты, образовавшиеся в результате взаимодействия Si с высокоэнергетичными электронами. Эти радиационные дефекты являются новыми центрами, генерирующими микроплазмы и генерационно-рекомбинационные центры, ответственные за величину обратного тока диодов и время жизни неравновесных носителей заряда. Число обоих видов радиационных дефектов растет с флюенсом. Рост числа новых центров, генерирующих микроплазмы, приводит к заметному росту значений частоты пиков (~ 2,5 раза; Ф = 1×10^{15} см$^{-2}$) и граничной частоты (~ 3 раза; Ф = 1×10^{15} см$^{-2}$). В то же время рост количества генерационно-рекомбинационных центров ведет к заметному увеличению обратного тока (~ 40 раз, Ф = 1×10^{15} см$^{-2}$) и снижению времени жизни. Образование новых центров рекомбинации в процессе облучения приводит к сокращению времени жизни, что в свою очередь снижает значение эффективного напряжения шума и спектральной плотности шума приблизительно в 2 раза относительно исходных образцов. Формирующиеся в результате облучения быстрыми электронами дополнительные генерационно-рекомбинационные центры являются достаточно устойчивыми при нормальных климатических условиях: при выдержке образцов в течение 2500 часов изменения шумовых характеристик и величина обратного тока для всех флюенсов облучения не превышали 2–3%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что при облучении диодов генераторов шума быстрыми электронами с энергией 4,5 МэВ происходит увеличение обратного тока вследствие уменьшения времени жизни неравновесных носителей заряда, что обусловлено накоплением радиационных дефектов. При этом в объеме кремния происходит рост пространственной неоднородности потенциального рельефа в результате формирования дефектно-примесных комплексов радиационно-технологической природы, а также компенсации материала формирующимися при облучении генерационно-рекомбинационными центрами. В процессе облучения происходит как активация исходных (не активированных) центров, на которых сформировались микроплазмы в процессе выращивания монокристаллов кремния и изготовления приборов, так и образование новых очагов формирования микроплазм. До флюенса 1×10^{14} см$^{-2}$ доминирует активация исходных центров, что приводит к увеличению U_{ef}, S_U и f_{gr}, а также небольшому снижению I_r вследствие формирования центров генерации радиационного происхождения. При дальнейшем росте флюенса (более 1×10^{14} см$^{-2}$) концентрация радиационных дефектов, формирующих глубокие уровни в запрещенной зоне, возрастает, что способствует сокращению времени жизни неравновесных носителей заряда из-за увеличения вероятности их рекомбинации на глубоких центрах. Это обусловливает с одной

стороны увеличение обратного тока диодов, частоты пиков шумовых импульсов и граничной частоты, а с другой – уменьшение эффективного напряжения шума и спектральной плотности напряжения шума. Формирующиеся в результате облучения быстрыми электронами дополнительные генерационно-рекомбинационные центры являются устойчивыми при нормальных климатических условиях: при выдержке образцов в течение 2500 часов изменения шумовых характеристик и величины обратного тока для всех флюенсов облучения не превышали 2–3%.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках задания 5.3.11.1 Государственной программы научных исследований Республики Беларусь «Фотоника и микроэлектроника», подпрограмма ««Микроэлектроника. Перспективные материалы, технологии» на 2026–2030 гг.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них отсутствует конфликт интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тагер, А.С., Вальд-Перлов, В.М., *Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ*, М.: Советское радио, 1968, 480 с.
2. Грехов, И.В., Сережкин, Ю.Н., *Лавинный пробой p-n-перехода в полупроводниках*, Л.: Энергия, 1980, 152 с.
3. Лукьянчикова, Н.Б., *Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах*, М.: Радио и связь, 1990, 294 с.
4. Буслюк, В.В., Нерода, И.Ю., Петлицкий, А.Н., Просолович, В.С., и др., Электрофизические параметры генераторных диодов для создания широкополосного шума, *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*, 2017, № 1, с. 95.
5. Buslyuk, V.V., Odzhayev, V.B., Panfilenko, A.K., Petlitsky, A.N., et al., Physical Parameters of the Broadband Noise-Generator Diodes, *Russ. Microelectron.,* 2020, vol. 49, no. 4, p. 295. doi: 10.31857/S0544126920040031
6. *Вопросы радиационной технологии полупроводников,* Под ред. Смирнова, Л.С. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1980, 296 с.
7. Булярский, С.В., Грушко, Н.С., *Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах*, М.: Изд-во МГУ, 1995, 399 с.
8. Макаренко, Л.Ф., Ластовский, С.Б., Гаубас, Э., Павлов, Е. и др., Инжекционный отжиг комплекса собственное димеждоузлие – кислород в кремнии *p*-типа. *Весці нац. акад. навук Беларусі. Серыя фізіка-матэм. навук*, 2018, т. 54, № 2, с. 220. doi: 10.29235/1561-2430-2018-54-2-220-228
9. Semiconductor Devices: *Physics and Technology.* Ed.: Sze, S. M., Lee, M.-K. 3th ed. Hoboken, N. J.: *Wiley*, 2012, 592 p.
10. Гафийчук, В.В., Дацко, Б.И., Кернер, Б.С., Осипов, В.В., Спонтанное образование и эволюция локальных областей ударной ионизации в идеально однородных *p-n*-структурах. *Физика и техника полупроводников*, 1990, т. 24, № 7, с. 1282.
11. Дацко, Б.И., Численное моделирование явления нестабильности микроплазмы, *Физика и техника полупроводников,* 1997, т. 31, № 2, с. 186.
12. Барановский, О.К., Кучинский, П.В., Лутковский, В.М., Петрунин, А.П., и др., Увеличение частотного диапазона спектральной плотности шума кремниевых *p-n*-структур при облучении гамма-квантами, *Физика и техника полупроводников,* 2001, т. 35, № 3, с. 352.
13. Мильвидский, М.Г., Освенский, В.Б., *Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников*, М.: Металлургия, 1984, 256 с.
14. Таланин, В.И., Таланин, И.Е., Применение диффузионной модели образования ростовых микродефектов для описания дефектообразования в термообработанных монокристаллах кремния, *Физика твердого тела*, 2013, т. 55, вып. 2, с. 247.

Summary

Changes in the electrophysical parameters of silicon noise-generator diodes fabricated on *p*-type single-crystal silicon substrates by planar diffusion technology with small-diameter (<10 μm) cylindrical *p-n* junctions were studied under irradiation with 4.5 MeV fast electrons at fluences of 3×10^{13}–1×10^{15} cm^{-2}. Irradiation produced correlated changes in the main electrophysical characteristics of the noise-generator diodes: the *p-n*-junction reverse current, effective noise voltage, noise-voltage spectral density, noise-pulse frequency, and noise cutoff frequency.

Keywords: noise-generator diodes; fast electrons; electrophysical parameters; microplasmas