МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ И МАТЕРИАЛОВ / SIMULATION OF PROCESSES AND MATERIALS

Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2024. Т. 27, № 3. С. 232—244.
DOI: 10.17073/1609-3577j.met202405.591

УДК 621.315.592

Моделирование характеристик гамма–детекторов на основе кремниевых *p—i—n*–структур

© *2024 г.* С. А. Леготин[1,✉], С. Ю. Юрчук[1], В. Н. Мурашев[1], М. П. Коновалов[1], К. И Таперо[2], А. В. Сиделев[2], Е. П. Сиделева[2], Н. С. Хрущев[2]

[1] ***Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,***
Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация

[2] ***АО «Научно–исследовательский институт приборов»,***
промзона Тураево, стр. 8, Лыткарино, Московская обл., 140080, Российская Федерация

✉ *Автор для переписки: legotin.sa@misis.ru*

Аннотация. Разработана программа для моделирования токов детектора, изготовленного на базе *p—i—n*–структуры, при воздействии гамма–излучения в диапазоне низких энергий от 1 до 30 кэВ. Программа позволяет учесть вклад в ток детектора различных областей структуры (p^+, n^+ и области пространственного заряда), что дает возможность анализировать изменение спектральных зависимостей тока детектора. Базовый размер пикселя составил 10×10 мкм^2. В качестве структуры для моделирования использованы конструкции двух видов: с n^+–областью между двумя p^+–областями на поверхности структуры и без этой разделительной области. С целью оптимизации конструкции и улучшения эффективности сбора рентгеновских квантов рассмотрены зависимости спектральных характеристик тока структуры от геометрических, технологических параметров и приложенного напряжения. Показано, что наибольшее влияние на вид спектральных характеристик тока оказывает толщина слаболегированной области и обратное напряжение, приложенное к структуре. Проведены сравнения характеристик детектора для структур двух различных конструкций.

Ключевые слова: моделирование токов гамма–детектора, кремниевая *p—i—n*–структура, численное решение базовой системы уравнений, спектральные зависимости

Благодарности: Работа выполнена в рамках проекта Единого отраслевого тематического плана Госкорпорации «Росатом» «Разработка полнофункционального монолитного матричного чувствительного элемента для квантовых координатных детекторов ионизирующих излучений.

Для цитирования: Леготин С.А., Юрчук С.Ю., Мурашев В.Н., Коновалов М.П., Таперо К.И., Сиделев А.В., Сиделева К.П., Хрущев Н.С. Моделирование характеристик гамма–детекторов на основе кремниевых *p—i—n*–структур. *Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники.* 2024; 27(3): 232—244. https://doi.org/10.17073/1609–3577j.met202405.591

© 2024 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.

Modeling the characteristics of gamma detectors based on silicon *p–i–n* structures

S. A. Legotin[1,✉], S. Yu. Yurchuk[1], V. N. Murashev[1], M. P. Konovalov[1], K. I. Tapero[2], A. V. Sidelev[2], E. P. Sideleva[2], N. S. Khrushchev[2]

[1] ***National University of Science and Technology "MISIS",***
4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation

[2] ***Research and Development Institute of Scientific Instruments, JSC,***
8 Turaevo Industrial Area, Lytkarino, Moscow Region 140080, Russian Federation

✉ *Corresponding author: legotin.sa@misis.ru*

Abstract. A program has been developed for modeling the currents of a detector based on a *p–i–n* structure exposed to gamma radiation in the low–energy range from 1 to 30 keV. The program allows one to take into account the contribution of different regions of the structure (p^+, n^+, and the space charge region) to the detector current, which makes it possible to analyze changes in the spectral dependences of the detector current. The basic pixel size was 10×10 μm^2. Two types of structures were used for modeling: with an n^+ region between two p^+ regions on the structure surface and without this dividing region. In order to optimize the design and improve the efficiency of collecting X–ray quanta, the dependences of the spectral characteristics of the structure current on geometrical, technological parameters, and the applied voltage were considered. It was shown that the thickness of the lightly doped region and the reverse voltage applied to the structure have the greatest influence on the type of spectral characteristics of the current. Comparisons of detector characteristics for structures of two different designs are carried out.

Keywords: modeling of gamma detector currents, silicon *p–i–n* structure, numerical solution of the basic system of equations, spectral dependences

Acknowledgements: The work was carried out within the framework of the project of the Unified Industry Thematic Plan of the State Corporation Rosatom "Development of a fully functional monolithic matrix sensitive element for quantum coordinate detectors of ionizing radiation.

For citation: Legotin S.A., Yurchuk S.Yu., Murashev V.N., Konovalov M.P., Tapero K.I., Sidelev A.V., Sideleva K.P., Khrushchev N.S. Modeling the characteristics of gamma detectors based on silicon *p–i–n* structures. *Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoi tekhniki = Materials of Electronics Engineering*. 2024; 27(3): 232—244. https://doi.org/10.17073/1609–3577j.met202405.591

Введение

В настоящее время гамма–излучение используется в различных областях науки и техники: для диагностики и лечения различных заболеваний, обработки различных материалов и диагностики их свойств, обнаружения радиоактивных материалов и изучения структуры атомов и молекул с помощью гамма–резонансной спектроскопии и др. Сфера использования гамма–излучения непрерывно расширяется. В то же время гамма–излучение является опасным для здоровья человека вследствие высокой энергии, разрушающей организм. Следовательно, требуется непрерывное использование и совершенствование устройств обнаружения гамма–излучении и анализа его характеристик. В качестве таких устройств используются детекторы, работающие на различных физических принципах.

Для измерения характеристик гамма–излучения наибольшее распространение получили приборы с газоразрядными, сцинтилляционными и полупроводниковыми детекторами, обладающие достаточно высокой чувствительностью и позволяющие вести счет отдельных частиц и фотонов [1]. Реже для измерения гамма–квантов используют приборы с ионизационными камерами, имеющими меньшую чувствительность.

Сигнал детектора должен быть пропорционален поглощенной энергии. Эффективность регистрации ионизирующих частиц зависит от ряда факторов и отличается для различных датчиков.

Сцинтилляционный метод основан на регистрации коротких вспышек света, возникающих в некоторых веществах при прохождении через них заряженных частиц. Сцинтилляции обусловлены электронными переходами внутри центра свечения, которым может быть атом, молекула, ион или более сложное образование. Детектор на основе сцинтиллятора включает сам сцинтиллятор и прибор, регистрирующий оптическое излучение (например, фотоэлектронный умножитель) [2]. Недостатками детекторов на основе сцинтиллятора являются их гигроскопичность, требующая герметизации, и необходимость использования дополнительного регистрирующего устройства.

Детектирование излучений на основе ионизационных методов проводится за счет измерений электрического сигнала, возникающего в результате движения свободных носителей заряда, образованных излучением, под действием электрического поля. Такие приборы широко применяются в промышленности и научных исследованиях благодаря простоте преобразования излучения в электрический сигнал. В качестве рабочего вещества для ионизационных детекторов может использоваться газ или полупроводник.

В газонаполненных ионизационных детекторах, основанных на методах усиления ионизационного эффекта, пространство между электродами заполнено газом (например, счетчики Гейгера—Мюллера). У таких счетчиков низкая плотность газа, и в результате теряемая частицей энергия в объёме газа мала, что сильно снижает эффективность регистрации частицы. Кроме того, энергия образования пары электрон—ион достаточно велика (от 30 до 40 эВ), что заметно ухудшает разрешение. При этом регистрируется только факт прохождения частицы.

Полупроводниковые детекторы обладают рядом значительных преимуществ, таких как большая масса вещества, что существенно при регистрации частиц высоких энергий, высокое энергетическое разрешение, лучшие временные характеристики сигнала, обеспечивающие временное разрешение несколько наносекунд [2]. В качестве полупроводниковых детекторов могут быть использованы p—n–переходы или p—i—n–структуры [3, 4].

Ниже приведены результаты теоретического исследования влияния конструкции p—i—n–структур и условий измерения на спектральные характеристики детектируемых токов.

Модель гамма–детектора на основе кремниевых *p—i—n*–структур

Модель для расчета характеристик гамма–детектора основана на численном решении фундаментальной системы уравнений — уравнения Пуассона и уравнений непрерывности и переноса подвижных носителей заряда.

Принципы функционирования гамма–детекторов на основе p—n–перехода аналогичны принципам работы фотоприемников, так как основаны на разделении областью пространственного заряда **(ОПЗ)** перехода сгенерированных в результате внешнего воздействия подвижных носителей заряда. Подвижные неосновные носители заряда, сгенерированные в квазинейтральных областях и достигшие в результате диффузии ОПЗ, переносятся высоким электрическим полем в квазинейтральные области противоположного типа проводимости, остальные рекомбинируют или в объеме полупроводника, или на его поверхности.

Часть гамма–квантов, которые генерируют электронно–дырочные пары непосредственно в ОПЗ величиной $W_{ОПЗ}$, в полном объеме участвуют в формировании радиационно–стимулированного тока. Вследствие того, что в ОПЗ напряженность электрического поля достигает больших значений, дырки и электроны, появляющиеся под действием гамма–источника энергии, переносятся за границы обедненной области, не успевая прорекомбинировать между собой. Поэтому радиационно–стимулированный ток, сформированный в обедненной области, определяется полным числом подвижных носителей заряда (дырок и электронов), сгенерированных в этой области в единицу времени [5].

Зная распределение скорости генерации носителей заряда в квазинейтральных областях после решения уравнения непрерывности получаем профили распределения сгенерированных избыточных подвижных носителей заряда. Откуда можем определить число избыточных носителей заряда в этих областях, которые достигают границ ОПЗ и таким образом формируют токи.

Общий ток, стимулированный ионизирующим излучением, равен сумме всех токов, образованных за счет генерации носителей заряда в ОПЗ и квазинейтральных областях [5].

Зависимость радиационно–индуцированного тока от энергии гамма–квантов определяется после расчетов общей плотности тока при известной мощности потока падающего излучения [5] для каждой энергии.

Диод с p—i—n–структурой — это полупроводниковая структура, в которой имеется высокоомная i–область, расположенная между p– и n–областями. Концентрация легирующей примеси в этой области значительно меньше, чем в легированных областях. Такая структура позволяет, с одной стороны, добиться увеличения ОПЗ, а с другой — увеличить электрическое поле в этой области структуры.

Моделирование токов гамма–детекторов при радиационном воздействии проводится с помощью решения так называемой базовой системы уравнений [6—9]:

– уравнения переноса для электронов и дырок:

$$J_n = q\eta_n n(x)E + qD_n \frac{\partial n(x)}{\partial x}; \quad (1)$$

$$J_p = q\eta_p p(x)E - qD_p \frac{\partial p(x)}{\partial x}, \quad (2)$$

где J_n, J_p — плотности тока электронов и дырок соответственно, включающие дрейфовую и диффузионную составляющие, А/см^2; $n(x)$, $p(x)$ — концентрации электронов и дырок в данной точке полупроводника, см$^{-3}$; η_n, η_p — подвижности электронов и дырок, см^2/(В·с); D_n, D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок, соответственно, см^2/с; E — напряженность электрического поля, В/см; q — заряд электрона, Кл.

Уравнения переноса задают абсолютное значение электронного и дырочного токов для различных механизмов протекания. Токи, протекающие в полупроводнике, главным образом обусловлены двумя механизмами: дрейфовым и диффузионным.

Для упрощения вида уравнений переноса применяются следующие уравнения:

– уравнение Эйнштейна (в см^2/с):

$$D_{p,n} = \frac{kT}{q}\eta_{p,n}; \quad (3)$$

– уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x} = -\frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left[p(x) - n(x) + N_D(x) - N_A(x)\right], \quad (4)$$

где $\varphi(x)$ — потенциал, В; $E(x)$ — напряженность электрического поля, В/см; $Q(x)$ — плотность заряда, Кл/см$^{-3}$; q — заряд электрона, Кл; ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, Ф/см; $p(x)$, $n(x)$ — концентрации электронов и дырок, см$^{-3}$; $N_D(x)$, $N_A(x)$ — концентрации доноров и акцепторов, см$^{-3}$. Из решения уравнения Пуассона, исходя из распределения ионов примесей и подвижных носителей заряда, можно определить распределения электрического поля и потенциала;

– уравнения непрерывности для электронов и дырок [6—9]

$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} = \frac{1}{q}\frac{\partial J_n(x)}{\partial x} - R(x) + G(x); \quad (5)$$

$$\frac{\partial p(x)}{\partial t} = -\frac{1}{q}\frac{\partial J_p(x)}{\partial x} - R(x) + G(x), \quad (6)$$

где τ_n, τ_p — время жизни электронов и дырок соответственно, с; $R(x)$, $G(x)$ — скорости рекомбинации и генерации подвижных носителей заряда.

Уравнения непрерывности электронов и дырок описывают локальное равновесие электронов и дырок в заданной области. Иными словами, изменение концентрации подвижных носителей заряда в определенной области вызвано изменением плотности токов и процессами генерации и рекомбинации.

Для стационарного случая, т. е. при непрерывном потоке ионизирующего излучения, уравнение непрерывности преобразуется в соответствии со следующими условиями [5]:

$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} = 0, \ \frac{p(x)}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

и в общем случае трансформируется к виду

$$\frac{1}{q}\mathrm{div}J = R - G. \quad (8)$$

Полный ток через внешние контакты прибора задается следующим интегралом, описывающим все составляющие тока чрез поверхность [9]:

$$I = \int_A J(x, y, z)\mathrm{d}A. \quad (9)$$

где A — площадь поверхности структуры.

Моделирование характеристик полупроводниковых приборов с помощью численного решения базовой системы уравнений позволяет преодолеть ограниченность расчетов на основе аналитических уравнений. Предложенный подход дает возможность находить более общие решения для любой конструкции прибора, так как в этом случае нет необходимости вводить дополнительные условия применимости уравнения (например, резкие границы областей, малый уровень инжекции, постоянный уровень легирования локальных областей и др.).

Базовая структура гамма–детектора

В качестве исходных структур для моделирования приняли две базовые структуры (рис. 1).

Более наглядный вид (с примерными размерами для 10 мкм) представлен на рис. 2 (разрез и вид сверху).

Результаты моделирования

Дифференциальные уравнения фундаментальной системы решали методом конечных разностей, который основан на локальном представлении бесконечно малых дифференциалов в виде конечных разностей. При использовании этого метода проводится разбиение всего объема приборной структуры на подобласти и применяются пробные функции [10].

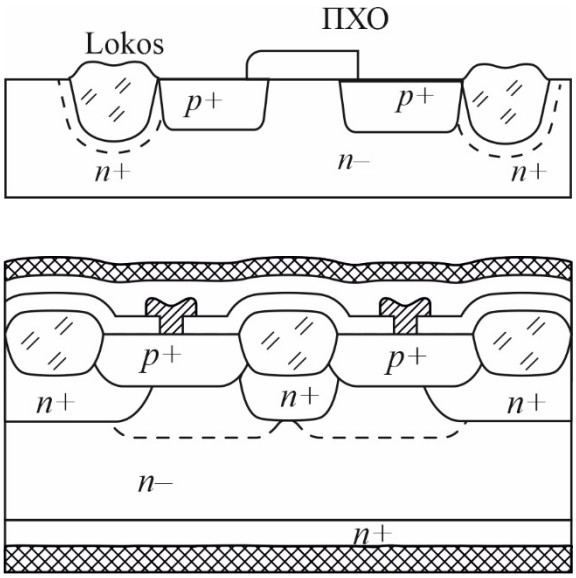

Рис. 1. Классический *p—i—n*–диод (*а*) и (*б*) с n^+–охраной между диодами в пикселе:
а — структура 1; *б* — структура 2

Fig. 1. Classic *p–i–*n diode (*a*) and (*б*) with n^+ protection between diodes in a pixel: (*a*) structure 1; (*б*) structure 2

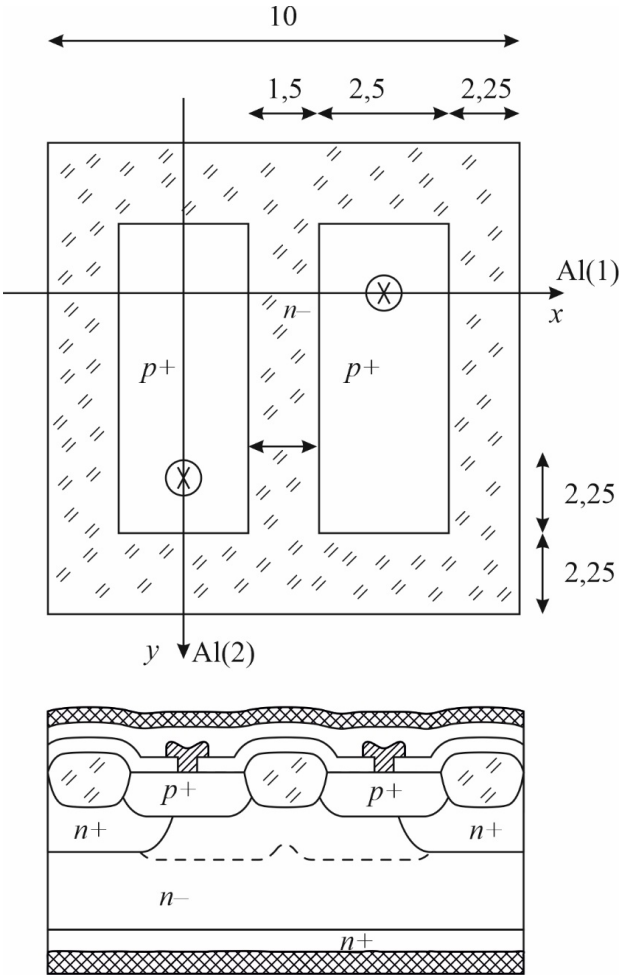

Рис. 2. Классический *p—i—n* диод с размерами в мкм:
а — вид сверху; *б* — разрез

Fig. 2. Classic *p–i–n* diode with dimensions in μm: (*a*) top view; (*б*) section

При решении линейных алгебраических систем, содержащих немного ненулевых элементов, т. е. матрицы которых слабо заполнены, достаточно успешно используется метод прогонки. Этот метод хорошо применим для систем с ленточной (или трехдиагональной) структурой [11, 12].

Создание эффективных детекторов гамма–излучения требует учета целого ряда факторов, влияющих на процесс формирование тока. Одновременный учет поглощения гамма–квантов, переноса сгенерированных носителей заряда, их рекомбинацию, включая рекомбинацию на границах слоев и поверхностную, требует компьютерного моделирования.

С целью оптимизации физико–топологической конструкции кремниевых структур разработана программа моделирования спектральных характеристик.

Моделированию поглощения гамма–квантов в твердых телах посвящено достаточно большое число работ. Так, в работе [13] представлена зависимость глубины поглощения рентгеновского излучения от энергии. Как видно из рис. 3, 80 % рентгеновского излучения с энергией 20 кэВ, применяемой в маммографии, поглощается в кремнии на глубине примерно 2 мм.

При прохождении через твердое тело гамма–излучения с энергией не более 10 МэВ основную роль его рассеяния играют следующие процессы [12]:

– фотоэлектрическое поглощение квантов излучения;
– комптоновское рассеяние квантов;
– образование электрон–позитронных пар.

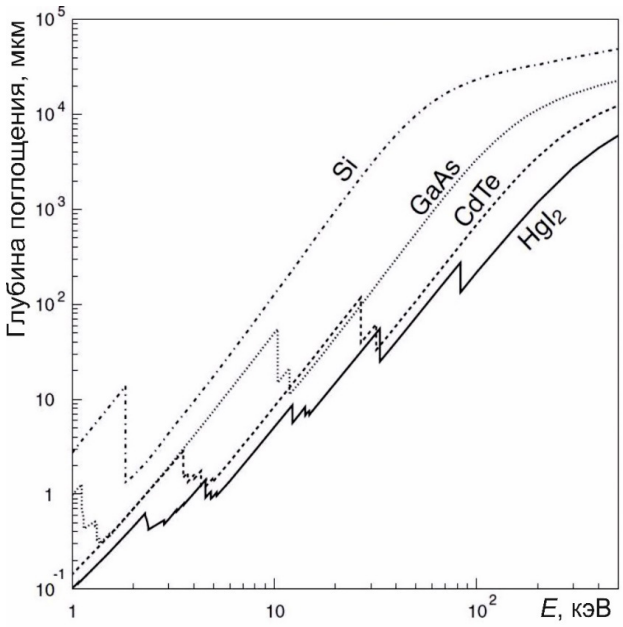

Рис. 3. Поглощение рентгеновского излучения в различных полупроводниках [13]

Fig. 3. Absorption of X–rays in various semiconductors [13]

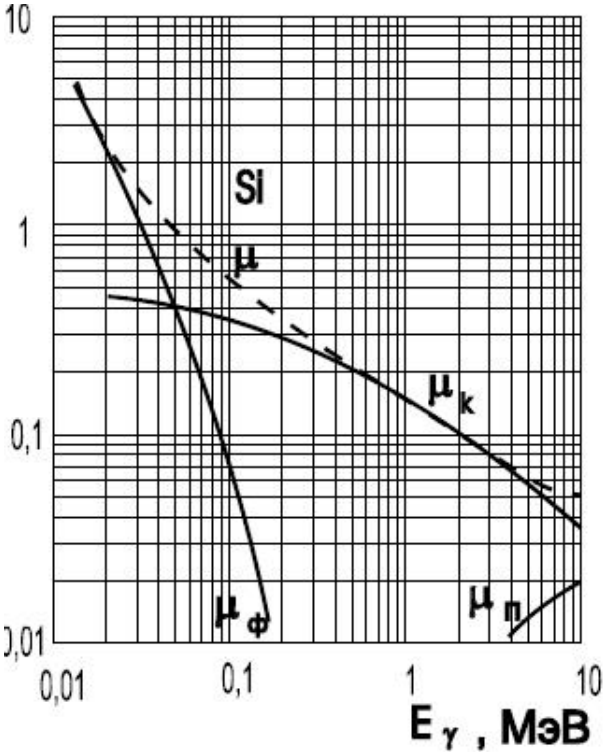

Рис. 4. Зависимости полного коэффициента поглощения гамма–излучения и отдельных его составляющих от энергии гамма–кванта в кремнии [14]

Fig. 4. Dependences of the total absorption coefficient of gamma radiation and its individual components on the energy of a gamma quantum in silicon [14]

Для описания процесса поглощения гамма–квантов используют линейный коэффициент поглощения гамма–излучения ($\mu_n = \sigma_n N$), где σ_n — сечение взаимодействия гамма–квантов с веществом с образованием электронно–дырочных пар; N — плотность атомов вещества. Взаимодействие гамма–квантов с веществом включает взаимодействия с формированием фотоэффекта ($\mu_ф$), некогерентное рассеяние (Комптон–эффект, $\mu_К$), с образованием электронно–дырочных пар (μ_n). Суммарное значение величины $\mu = \mu_ф + \mu_К + \mu_n$ называется линейным коэффициентом ослабления гамма–излучения и определяет расстояние (I/μ), на котором поток гамма–квантов излучения, падающего на материал, ослабляется в e раз. Часто удобнее применять так называемый массовый коэффициент ослабления излучения $\mu_m = \mu/\rho$, где ρ — плотность вещества. Рассеяние квантов гамма–излучения описывается экспоненциальным законом

$$I = I_0 \exp(-\mu d). \qquad (10)$$

На рис. 4 представлены зависимости различных видов рассеяния от энергии гамма–квантов в кремнии [14].

Из представленных зависимостей видно, что в заданном диапазоне энергий гамма–квантов (1—30 кэВ) преобладает механизм, обеспечивающий образование электронно–дырочных пар. Данные для линейного коэффициента поглощения получены из работы [15].

Для расчетов использованы характеристики полупроводниковых слоев базы данных ФТИ им. А.Ф. Иоффе [16]. Так как предполагается работа фотоприемников при комнатной температуре, для расчетов использованы характеристики при 300 К.

С целью оптимизации конструкции и улучшения эффективности сбора рентгеновских квантов рассмотрены зависимости спектральных характеристик тока структуры от геометрических и технологических параметров, приложенного напряжения.

Влияние удельного сопротивления пластины на спектральные характеристики радиационно–стимулированных токов. Предварительный анализ показал, что влияние удельного сопротивления определяется главным образом изменением толщины ОПЗ. Такое заключение основывается на том, что несмотря на достаточно широкий диапазон изменения удельного сопротивления (10—5000 Ом·см), его влияние на такие характеристики полупроводникового материала, как время жизни подвижных носителей заряда и подвижность практически отсутствует [16].

На рис. 5 представлены зависимости тока детектора от удельного сопротивления для структуры 2 с n^+–областью, разделяющей p^+–области в пикселе. Следует заметить, что такие малые значения токов получены для одного пикселя с малыми размерами.

Проведенные расчеты подтвердили заключение предварительного анализа и показали некоторое увеличение тока детектора со стороны более высоких энергий при увеличении удельного сопротивления исходной пластины, причем максимальные токи достигаются при энергиях гамма–квантов примерно 6 кэВ. В подтверждение этого на рис. 6 представлены зависимости вклада разных областей структуры детектора в максимуме спектральной характеристики. Из рис. 6 видно, что при меньших удельных сопротивлениях i–области основной вклад в ток детектора вносит ток дырок из слаболегированной области, тогда как при увеличении удельного сопротивления i–области начинает преобладать вклад именно ОПЗ (см. рис. 6).

При этом ток дырок, образованных в n–области структуры с удельным сопротивлением исходной пластины 5000 Ом·см, значительно меньше тока ОПЗ (примерно 15 %). При уменьшении удельного сопротивления вклад тока дырок увеличивается. Происходит это вследствие того, что граница n–области приближается к поверхности, т. е. к области, в которой генерация подвижных носителей максимальна, а величина ОПЗ, в которой образованные за счет генерации подвижные носители заряда в полном объеме дают вклад в образование

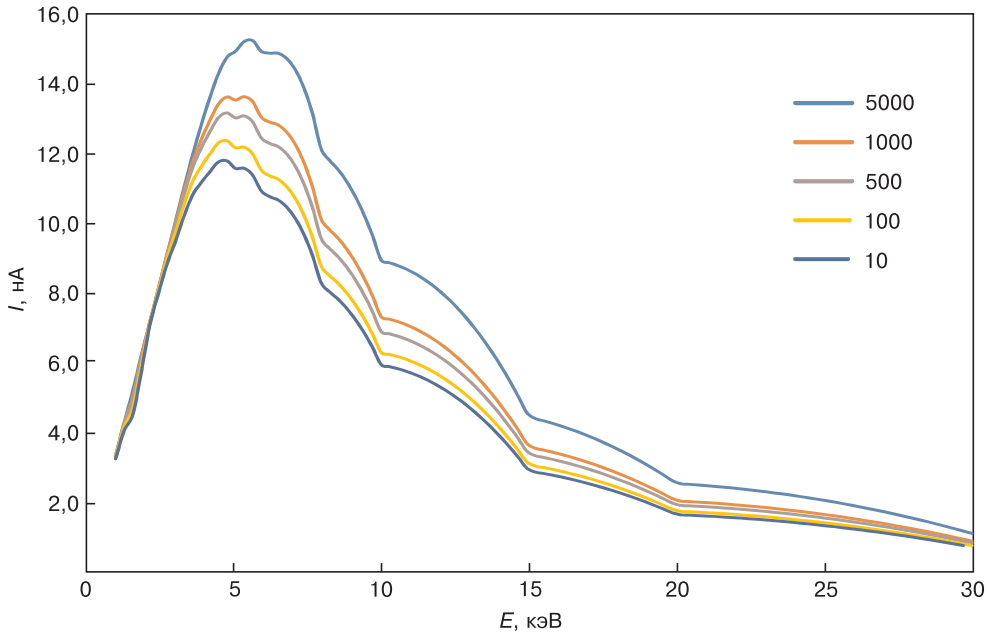

Рис. 5. Зависимости спектрального распределения тока детектора (структура 2) от удельного сопротивления исходной пластины.
Толщина структуры — 50 мкм; глубина p^+–области — 1 мкм; ширина p^+–полоски — 2,5 мкм; длина полоски — 10 мкм; расстояние между полосками — 1,5 мкм; напряжение — 0; поток квантов — 10^{15} см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$

Fig. 5. Dependences of the spectral distribution of the detector current (structure 2) on the specific resistance of the original plate. Structure thickness is 50 μm; depth of the p^+ region is 1 μm; width of the p^+ strip is 2.5 μm; strip length is 10 μm; distance between stripes is 1.5 μm; voltage is 0; quantum flux is 10^{15} cm$^{-2}\cdot$s^{-1}

тока, уменьшается. В то же время ток электронов из p–области не меняется. Носители заряда, образованные за границами ОПЗ, частично рекомбинируют, и, следовательно, общая величина тока снижается.

В подтверждение заключения о преимущественном влиянии ОПЗ при увеличении удельного сопротивления (рис. 7) показаны спектральные зависимости для структур без n^+–области между p^+–полосками (структура 1).

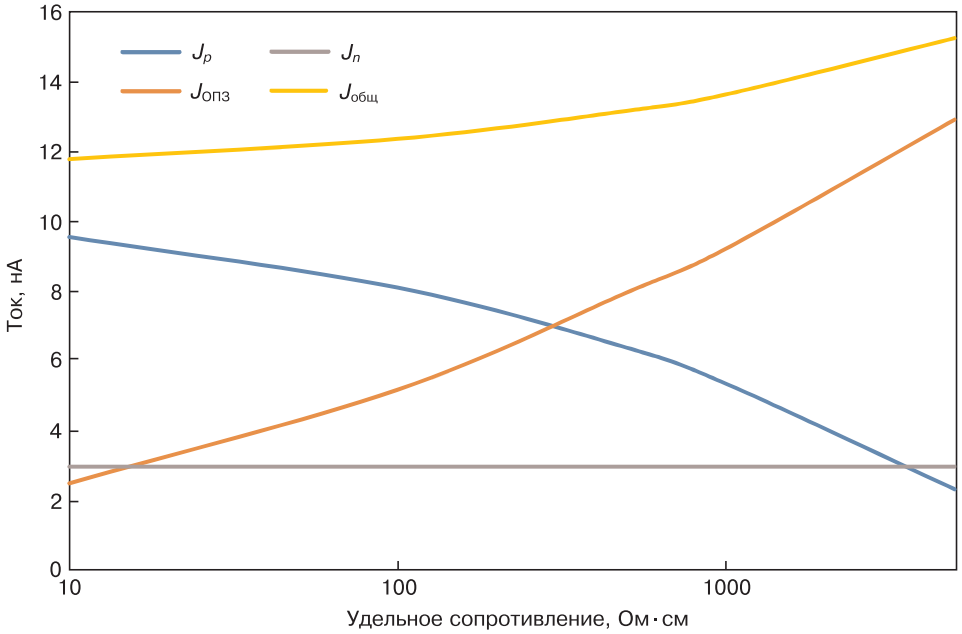

Рис. 6. Зависимости вклада различных областей в ток детектора от удельного сопротивления слаболегированной области (структура 2).
Толщина структуры — 50 мкм; глубина p^+–области — 1 мкм; ширина p^+–полоски — 2,5 мкм; длина полоски — 10 мкм; расстояние между полосками — 1,5 мкм; напряжение — 0; поток квантов — 10^{15} см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$

Fig. 6. Dependences of the contribution of different regions to the detector current on the resistivity of the lightly doped region (structure 2). Structure thickness is 50 μm; p^+ region depth is 1 μm; p^+ strip width is 2.5 μm; strip length is 10 μm; distance between stripes is 1.5 μm; voltage is 0; quantum flux is 10^{15} cm$^{-2}\cdot$s^{-1}

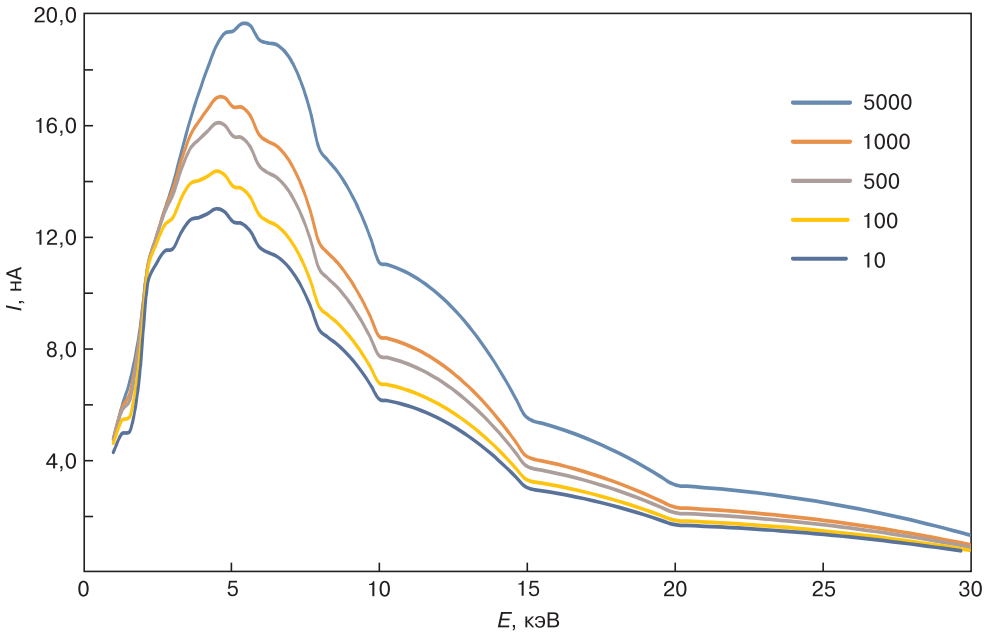

Рис. 7. Зависимости распределения тока детектора (структура 1) от удельного сопротивления исходной пластины. Толщина структуры — 50 мкм; глубина p^+–области — 1 мкм; ширина p^+–полоски — 2,5 мкм; длина полоски — 10 мкм; расстояние между полосками — 1,5 мкм; напряжение — 0; поток квантов — 10^{15} см$^{-2}$ · с$^{-1}$

Fig. 7. Dependences of the detector current distribution (structure 1) on the resistivity of the original plate. Structure thickness is 50 μm; p^+ region depth is 1 μm; p^+ strip width is 2.5 μm; strip length is 10 μm; distance between stripes is 1.5 μm; voltage is 0; quantum flux is 10^{15} cm^{-2} · s^{-1}

В структуре 1 общая величина тока возрастает за счет того, что ОПЗ между p^+–областями выходит на поверхность. Причем эта область для базовой структуры (1,5 мкм) смыкается без приложенного напряжения даже для удельного сопротивления 10 Ом · см.

Влияние толщины кремниевой пластины на спектральные характеристики радиационно–стимулированных токов. Расчеты показали, что ток детектора зависит от толщины высокоомной кремниевой пластины. Увеличение толщины пластины для обеих структур приводит к расширению

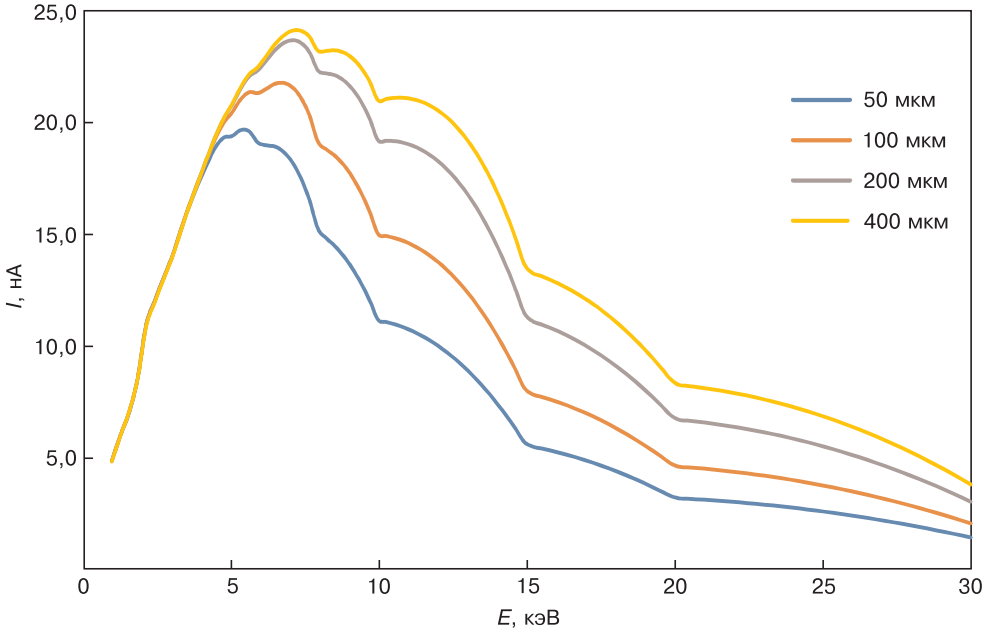

Рис. 8. Зависимости спектрального распределения тока детектора (структура 1) от толщины пластины. ρ = 5000 Ом · см; глубина p^+–области — 1 мкм; ширина p^+–полоски — 2,5 мкм; длина полоски — 10 мкм; расстояние между полосками — 1,5 мкм; напряжение — 0; поток квантов — 10^{15} см$^{-2}$ · с$^{-1}$

Fig. 8. Dependences of the spectral distribution of the detector current (structure 1) on the plate thickness. ρ = 5000 Ohm · cm; depth of the p^+ region is 1 μm; width of the p^+ strip is 2.5 μm; strip length is 10 μm; distance between stripes is 1.5 μm; voltage is 0; quantum flux is 10^{15} cm^{-2} · s^{-1}

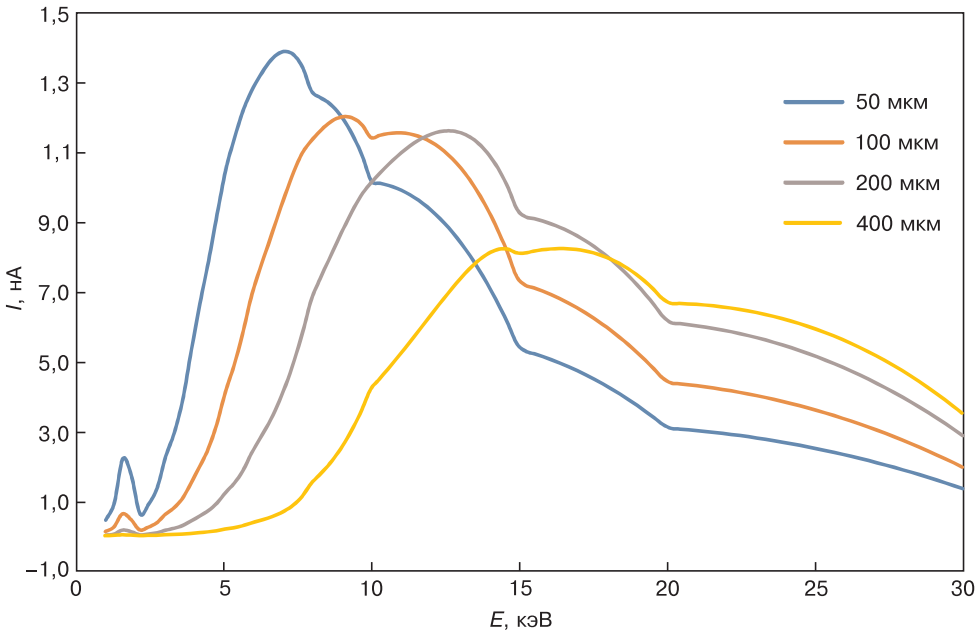

Рис. 9. Зависимости спектрального распределения тока детектора при облучении с обратной стороны структуры (структура 1) от толщины пластины.
ρ = 5000 Ом · см; глубина p^+–области — 1 мкм; ширина p^+–полоски — 2,5 мкм; длина полоски — 10 мкм; расстояние между полосками — 1,5 мкм; напряжение — 0; поток квантов — 10^{15} см$^{-2}$ · с$^{-1}$

Fig. 9. Dependences of the spectral distribution of the detector current upon irradiation from the back side of the structure (structure 1) on the plate thickness. ρ = 5000 Ohm · cm; depth of the p^+ region is 1 μm; width of the p^+ strip is 2.5 μm; strip length is 10 μm; distance between stripes is 1.5 μm; voltage is 0; quantum flux is 10^{15} cm^{-2} · s^{-1}

спектральной характеристики, т. е. к увеличению токов, образованных гамма–квантами с большими энергиями (рис. 8).

Такие зависимости определяются тем, что гамма–кванты с более высокими энергиями дальше проникают в полупроводник и при малых толщинах полупроводника в значительной степени пролетают сквозь структуру, не принимая участия в формировании сигнала. Так, при энергии гамма–квантов 10 кэВ в кремниевой структуре толщиной 400 мкм скорость генерации на обратной стороне структуры снижается примерно на порядок по сравнению с поверхностью. При больших энергиях гамма–квантов это изменение будет значительно меньше. Прирост тока при увеличении толщины пластины происходит исключительно за счет дырок, сгенерированных в слаболегированной области. Изменение токов в области малых энергий практически отсутствует.

Интересно посмотреть спектральные характеристики детекторов при падении потока гамма–квантов с обратной стороны. При этом максимум спектральных характеристик смещается в сторону более высоких энергий (рис. 9), так как до ОПЗ и близлежащих областей доходит излучение с большими энергиями, а низкоэнергетическое излучение поглощается в областях, дающих меньший вклад в сигнал детектора.

Смещение максимума спектральных характеристик в сторону высоких энергий тем больше, чем больше толщина структуры, причем снижение значение тока в максимуме обусловлено поглощением большей части излучения в нечувствительной части структуры. При этом влияние ОПЗ и слаболегированной n–области приблизительно одинаково.

Для устройств со структурой 2 (см. рис. 1, *б*) получены аналогичные результаты для спектральных характеристик для облучения как с лицевой, так и с обратной стороны. Но при этом величины токов примерно на 20 % меньше вследствие того, что отсутствует вклад ОПЗ между p^+–полосками.

Влияние обратного напряжения на спектральные характеристики радиационно–стимулированных токов. Обратное напряжение должно влиять на характеристики гамма–детекторов, так как изменение обратного смещения приводит к изменению размеров ОПЗ и, следовательно, области максимального сбора сгенерированных носителей. В этом смысле влияние обратного напряжения аналогично влиянию удельного сопротивления исходной пластины. Вместе с тем, при увеличении обратного смещения это влияние ограничено размерами слаболегированной области, так как при достижении границей ОПЗ n^+–области ширина ОПЗ не изменяется. Поэтому сначала целесообразно рассмотреть влияние обратного смещения для структур с большими размерами слаболегированной области.

Для изучения влияния обратного напряжения на спектральные характеристики токов выбрана пластина толщиной 400 мкм, в которой количество электронно–дырочных пар, сгенерированных в структуре, максимально (рис. 10).

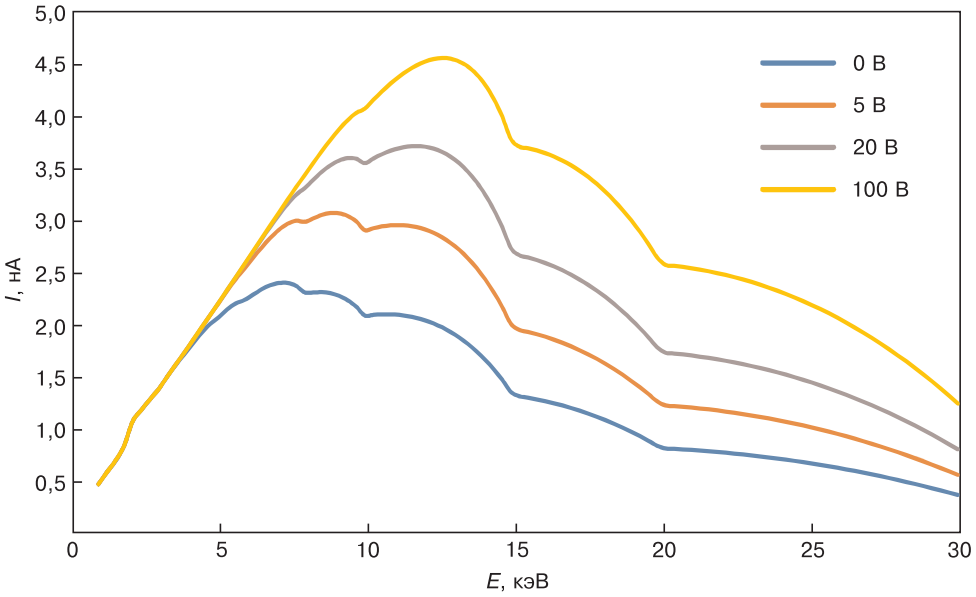

Рис. 10. Зависимости распределения спектрального тока детектора (структура 1) от приложенного напряжения. Толщина пластины — 400 мкм; ρ = 5000 Ом · см; глубина p^+–области — 1 мкм; ширина p^+–полоски — 2,5 мкм; длина полоски — 10 мкм; расстояние между полосками — 1,5 мкм; поток квантов — 10^{15} см$^{-2}$ · с$^{-1}$

Fig. 10. Dependences of the spectral current distribution of the detector (structure 1) on the applied voltage. Plate thickness is 400 μm; ρ = 5000 Ohm · cm; p^+ region depth is 1 μm; p^+ strip width is 2.5 μm; strip length is 10 μm; distance between stripes is 1.5 μm; quantum flux is 10^{15} cm^{-2} · s^{-1}

Увеличение обратного напряжения приводит к увеличению токов в сторону больших энергий для обеих структур. При этом значения токов при малых энергиях не изменяются. Объясняются такие зависимости тем, что увеличение напряжения обуславливает расширение ОПЗ, т. е. области, в которой сгенерированные электронно–дырочные пары практически полностью дают вклад в формирование токов детекторов. При этом вклад p^+–области не изменяется, вклад n–области снижается, так как граница этой области удаляется от поверхности. В то же время увеличение тока ОПЗ превышает снижение вклада n–области. Как уже упоминалось выше, в структуре 1 ОПЗ между p^+–полосками сомкнута уже при нулевом смещении. Тем не менее вклад этой области также возрастает за счет расширения ОПЗ в глубь полупроводника в области между p^+–полосками.

Как было указано выше, при меньших размерах слаболегированной области, при высоких значениях напряжения влияние напряжения отсутствует вследствие того, что ОПЗ достигает границы n^+–области и перестает расширяться. Однако надо учесть, что при этом в ограниченной области начинает возрастать напряженность электрического поля. Это значит, что при определенных напряжениях должно начаться лавинное размножение носителей заряда с усилением сигнала. Однако это уже является предметом дополнительных исследований. К тому же процессы лавинного размножения при рассматриваемых уровнях легирования возникают при значительно больших напряжениях.

Влияние толщины верхнего p^+–слоя на спектральные характеристики радиационно–стимулированных токов. Влияние толщины верхнего p–слоя обусловлено несколькими факторами, и, в первую очередь, распределением падающего излучения. При увеличении энергии возрастает пробег гамма–квантов, и, следовательно, расширяется область генерации электронно–дырочных пар. Чтобы принять участие в формировании тока, подвижные носители заряда должны или образоваться внутри ОПЗ, или достичь этой области из квазинейтральных областей (электроны из p–области и дырки из n–области). Таким образом эффективность вклада верхнего p–слоя обусловлена тем, какая доля электронов, образованных излучением, достигнет ОПЗ. Это, в свою очередь, определяется толщиной верхнего слоя, т. е. расстоянием до ОПЗ, подвижностью, временем жизни электронов и скоростью поверхностной рекомбинации.

Расчеты показали, что увеличение толщины верхнего p–слоя в структуре 2 незначительно изменяет спектральные характеристики токов. Связано это с тем, что при увеличении толщины p^+–области происходит лишь перераспределение вклада токов из p^+–области и ОПЗ. При достаточно больших значениях глубины залегания p—n–перехода происходит лишь небольшое смещение спектра в сторону больших энергий без изменения вида спектральной характеристики.

Происходит некоторое расширение спектральных характеристик тока в сторону больших энергий за счет большего поглощения гамма–квантов

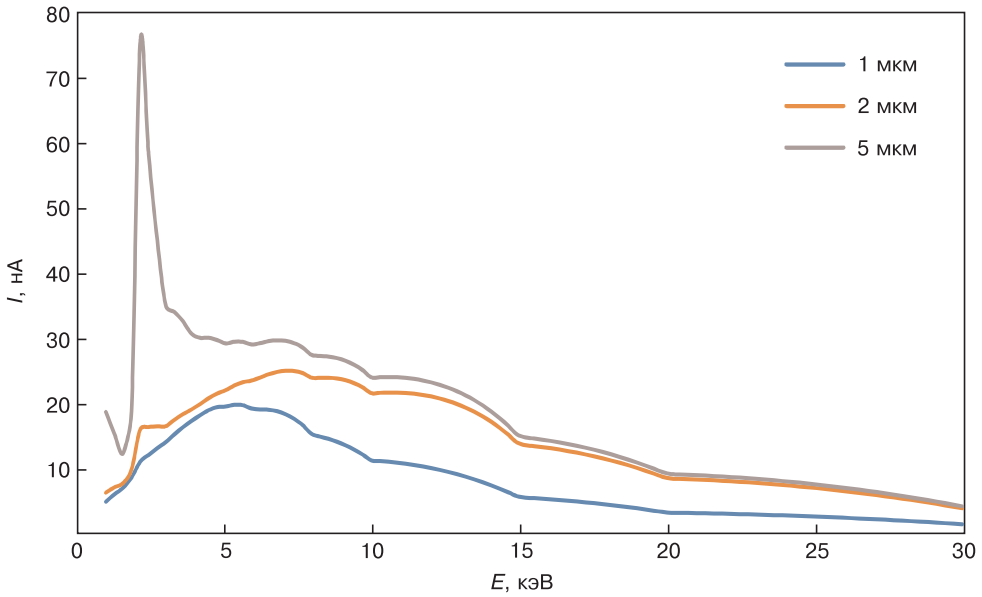

Рис. 11. Зависимости спектрального распределения тока детектора (структура 1) от толщины p^+–слоя. Толщина пластины — 400 мкм; ρ = 5000 Ом · см; глубина p^+–области — 1 мкм; напряжение 0; ширина p^+–полоски — 2,5 мкм; длина полоски — 10 мкм; расстояние между полосками — 1,5 мкм; поток квантов — 10^{15} см$^{-2}$ · с$^{-1}$

Fig. 11. Dependences of the spectral distribution of the detector current (structure 1) on the thickness of the p^+ layer. Plate thickness is 400 μm; ρ = 5000 Ohm · cm; p^+ region depth is 1 μm; voltage 0; p^+ strip width is 2.5 μm; strip length is 10 μm; distance between stripes is 1.5 μm; quantum flux is 10^{15} cm^{-2} · s^{-1}

в p–области и увеличения бокового тока p–области в ОПЗ между p^+–областями.

В то же время спектральная характеристика вклада ОПЗ смещается в сторону высоких энергий при общем снижении тока детектора.

Влияние толщины p–области на спектральные характеристики токов для структуры 1 отличаются от структуры 2. Наблюдается увеличение токов в области низких энергий гамма–квантов (рис. 11).

Такое отличие объясняется тем, что увеличение толщины p^+–области приводит к повышению бокового тока электронов из p–области.

Несмотря на то, что при увеличении глубины залегания p^+–области увеличивается размер ОПЗ за счет боковой области, вклад ОПЗ снижается. Связано это с одновременным снижением вклада ОПЗ, расположенной непосредственно под p^+–областью.

Влияние уровня легирования p^+–слоя на спектральные характеристики радиационно–стимулированных токов. Уровень легирования теоретически должен влиять на спектральную характеристику токов детектора за счет изменения контактной разности потенциалов и, следовательно, изменения размеров ОПЗ. Однако расчеты показали крайне незначительное изменение для обеих структур. Объясняется это тем, что изменение контактной разницы потенциалов невелико. Например, при увеличении уровня легирования p^+–области с 10^{16} до 10^{18} см$^{-3}$ контактная разность потенциалов увеличивается с 0,48 до 0,6 В.

Влияние размеров пикселя на спектральные характеристики радиационно–стимулированных токов. Размеры пикселя влияют на площадь p^+–области, в то же время для кремниевой пластины с удельным сопротивлением 5000 Ом · см ОПЗ между p^+–областями смыкается для предложенного для моделирования размера (размер ОПЗ под p^+–областью составляет 28,5 мкм). Таким образом, токи детектора возрастают за счет вклада всех областей. А для структуры 1 вклад ОПЗ увеличивается как за счет области, расположенной под p^+–областью, так и за счет области между p^+–областями. Для расчетов размеры областей по сравнению с базовой структурой (см. рис. 2) увеличивали пропорционально размерам стороны пикселя.

Заключение

Разработана программа, позволяющая на основе решения фундаментальной системы уравнений рассчитывать характеристики детекторов гамма–квантов в зависимости от их физико–топологической структуры и анализировать влияние различных параметров конструкции с целью их оптимизации.

Проведено моделирование зависимости характеристик детекторов от удельного сопротивления исходной пластины, обратного смещения, степени легирования и толщины p^+–области, толщины пластины, а также размера пикселя для структур двух типов.

Показано, что при низком уровне легирования слаболегированной области электрическое поле обеспечивает максимальное собирание подвижных

носителей заряда, сгенерированных гамма–квантами в области более высоких энергий. Аналогичного эффекта можно добиться, прикладывая обратное напряжение.

При облучении структуры с обратной стороны спектральные характеристики радиационно–стимулированных токов смещаются в сторону высоких энергий.

Показано, что при использовании структуры 1 (без n^+–области между p^+–областями) увеличение глубины залегания p^+–областей приводит к заметному увеличению тока детектора. Для структуры 2 токи, наоборот, снижаются.

При увеличении размеров пикселя токи детектора возрастают примерно пропорционально площади за счет увеличения вклада всех областей.

Библиографический список

1. Голодных Е.В. Обзор детекторов гамма–излучения для контроля положения ствола горизонтальной скважины. Вестник науки Сибири. Серия: Инженерные науки. 2013; (1(7)): 129—138. URL: https://jwt.su/journal/article/view/419?ysclid=m90ew506xh892151363

2. Сидоренко В.В., Кузнецов Ю.А., Оводенко А.А. Детекторы ионизирующих излучений. Ленинград: Судостроение; 1984. 240 с.

3. Volkov D.L., Murashev V.N., Legotin S.A., Karmanov D.E., Mukhamedshin R.A., Chubenko A.P. A new position–sensitive silicon pixel detector based on bipolar transistor. *Instruments and Experimental Techniques.* 2009; 52(5): 655—664. https://doi.org/10.1134/S0020441209050042

4. Murashev V.N., Legotin S.A., Orlov O.M., Korol'Chenko A.S., Ivshin P.A. A silicon position–sensitive detector of changed particles and radiation on the basis of functionally integrated structures with nano–micron active regions. *Instruments and Experimental Techniques.* 2010; 53(5): 657—662. https://doi.org/10.1134/S0020441210050076

5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2–х кн. Пер. с англ. М.: Мир; 1984. Кн. 2. 456 с.

6. МОП СБИС. Моделирование элементов и технологических процессов. Под ред.: П. Апонетти, Р.В. Даттон, В.Г. Ольдхам. Пер. с англ. М.: Радио и связь; 1988. 496 с.

7. De Mari A. An accurate numerical steady–state one–dimensional solution of the *p–n* junction. *Solid–State Electronics.* 1968; 11(1): 33—58. https://doi.org/10.1016/0038-1101(68)90137-8

8. Бубенников А.Н. Моделирование интегральных микротехнологий приборов и схем. М.: Высш. шк.; 1989. 320 с.

9. Юрчук С.Ю., Мурашов В.Н. Моделирование полупроводниковых приборов. М.: Издательский Дом НИТУ «МИСиС»; 2001. 99 с.

10. Варлашов И.Б. Физико–топологическое моделирование полупроводниковых структур. URL: http://www.old.mpei.ru/Exp/getparm_AU.asp?parmvalueid=4000070001971

11. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М.: Наука; 1989. 608 с.

12. Самарский А.А., Гулин А.В. Численные методы математической физики. М.: Научный мир; 2000. 316 с.

13. Dainty J.C., Shaw R. Image science: Principles, analysis and evaluation of photographic–type imaging processes. London: NY, San–Francisco: Academic Press; 1974. 402 p.

14. Вологдин Э.Н., ЛысенкоА.П. Интегральное радиационное изменение параметров полупроводниковых материалов. М.: Моск. гос. ин–т электроники и математики; 1999. 94 с.

16. X–Ray mass attenuation coefficients. NIST Standard Reference Database 126. URL: https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z14.html

17. New semiconductor materials. Biology systems. Characteristics and properties. URL: http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/

References

1. Golodnykh E.V. Review of gamma–ray detectors for horizontal wellbore position monitoring. *Vestnik nauki Sibiri. Seriya: Inzherenye nauki.* 2013;(1(7)):129—138. (In Russ.). URL: https://jwt.su/journal/article/view/419?ysclid=m90ew506xh892151363

2. Sidorenko V.V., Kuznetsov Yu.A., Ovodenko A.A. Detectors of ionizing radiation. Leningrad: Sudostroenie; 1984. 240 p. (In Russ.)

3. Volkov D.L., Murashev V.N., Legotin S.A., Karmanov D.E., Mukhamedshin R.A., Chubenko A.P. A new position–sensitive silicon pixel detector based on bipolar transistor. *Instruments and Experimental Techniques.* 2009; 52(5): 655—664. https://doi.org/10.1134/S0020441209050042

4. Murashev V.N., Legotin S.A., Orlov O.M., Korol'Chenko A.S., Ivshin P.A. A silicon position–sensitive detector of changed particles and radiation on the basis of functionally integrated structures with nano–micron active regions. *Instruments and Experimental Techniques.* 2010; 53(5): 657—662. https://doi.org/10.1134/S0020441210050076

5. Zi S. Fizika poluprovodnikovykh priborov. V 2–kh kn. Moscow: Mir; 1984. Kn 2. 456 p. (Russ. transl. from: Sze S.M. Physics of semiconductor devices. In 2 books. NY, Chichester, Brisbone, Toronto, Singapore: John Willey and Sons; 1981. Book 2. 456 p.)

6. MOP SBIS. Modelirovanie elementov i tekhnologicheskikh protsessov. Moscow: Radio i svyaz'; 1988. 496 p. (Russ. transl. from: Antoniadis D.A., Dutton R.W., Oldham W.G. (eds.). Process and device simulation circuits for MOS–VLSI (NATO Science Series E). USA, Boston: Springer Science & Business Media; 1983. 619 p.)

7. De Mari A. An accurate numerical steady–state one–dimensional solution of the *p–n* junction. *Solid–State Electronics.* 1968; 11: 33—58. https://doi.org/10.1016/0038-1101(68)90137-8

8. Bubennikov A.N. Modeling of integrated microtechnologies of devices and circuits. Moscow: Vysshaya shkola; 1989. 320 p. (In Russ.)

9. Yurchuk S.Yu., Murashov V.N. Modeling of semiconductor devices. Moscow: Izdatel'skii Dom NITU “MISiS”; 2001. 99 p. (In Russ.)

10. Varlashov I.B. Physical and topological modeling of semiconductor structures. URL: http://www.old.mpei.ru/Exp/getparm_AU.asp?parmvalueid=4000070001971

11. Marchuk G.I. Methods of computational mathematics. Moscow: Nauka; 1989. 608 p. (In Russ.)

12. Samarsky A.A., Gulin A.V. Numerical methods of mathematical physics. Moscow: Nauchnyi mir; 2000. 316 p. (In Russ.)

13. Dainty J.C., Shaw R. Image science: Principles, analysis and evaluation of photographic–type imaging processes. London: NY, San–Francisco: Academic Press; 1974. 402 p.

14. Vologdin E.N., Lysenko A.P. Integral radiation changes in the parameters of semiconductor materials. Moscow: Mosk. gos. in–t elektroniki i matematiki; 1999. 94 p. (In Russ.)

16. X–Ray mass attenuation coefficients. NIST Standard Reference Database 126. URL: https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z14.html

17. New semiconductor materials. Biology systems. Characteristics and properties. URL: http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/

Информация об авторах / Information about the authors

Леготин Сергей Александрович — канд. техн. наук, доцент, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: https://orcid.org/0000-0003-3192-6175; e–mail: legotin.sa@misis.ru

Sergey A. Legotin — Cand. Sci. (Eng.), Associate Professor, National University of Science and Technology “MISIS”, 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: https://orcid.org/0000-0003-3192-6175; e–mail: legotin.sa@misis.ru

Юрчук Сергей Юрьевич — канд. физ.–мат. наук, доцент, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: https://orcid.org/0000-0001-6435-3823; e–mail: yurchuk60@mail.ru

Sergey Yu. Yurchuk — Cand. Sci. (Phys.–Math.), Associate Professor, National University of Science and Technology “MISIS”, 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: https://orcid.org/0000-0001-6435-3823; e–mail: yurchuk60@mail.ru

Мурашев Виктор Николаевич — доктор техн. наук, профессор, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; e–mail: vnmurashev@mail.ru

Viktor N. Murashev — Dr. Sci. (Eng.), Professor, National University of Science and Technology “MISIS”, 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; e–mail: vnmurashev@mail.ru

Коновалов Михаил Павлович — канд. техн. наук, доцент, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; e–mail: mihail777@mail.ru

Mikhail P. Konovalov — Cand. Sci. (Eng.), Associate Professor, National University of Science and Technology “MISIS”, 4–1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; e–mail: mihail777@mail.ru

Таперо Константин Иванович — доктор техн. наук, старший научный сотрудник, заместитель генерального директора по науке и инновациям, АО «Научно–исследовательский институт приборов», промзона Тураево, стр. 8, Лыткарино, Московская обл., 140080, Российская Федерация; ORCID: https://orcid.org/0009-0005-2263-8667; e–mail: kitapero@niipribor.ru

Konstantin I. Tapero — Dr. Sci. (Eng.), Senior Researcher, Deputy Director General for Science and Innovation, Research and Development Institute of Scientific Instruments, JSC, 8 Turaevo Industrial Area, Lytkarino, Moscow Region 140080, Russian Federation; ORCID: https://orcid.org/0009-0005-2263-8667; e–mail: kitapero@niipribor.ru

Сиделев Алексей Владимирович — начальник управления научных исследований и инновационных разработок, АО «Научно–исследовательский институт приборов», промзона Тураево, стр. 8, Лыткарино, Московская обл., 140080, Российская Федерация; ORCID: https://orcid.org/0009-0000-3840-6688; e–mail: sidelev13@mail.ru

Aleksey V. Sidelev — Head of the Research and Innovation Development Department, Research and Development Institute of Scientific Instruments, JSC, 8 Turaevo Industrial Area, Lytkarino, Moscow Region 140080, Russian Federation; ORCID: https://orcid.org/0009-0000-3840-6688; e–mail: sidelev13@mail.ru

Матюхина (Сиделева) Екатерина Павловна — младший научный сотрудник, АО «Научно–исследовательский институт приборов», промзона Тураево, стр. 8, Лыткарино, Московская обл., 140080, Российская Федерация; ORCID: https://orcid.org/0009-0003-1852-112X; e–mail: ekaterina.matuhina@yandex.ru

Ekaterina P. Matyukhina (Sideleva) — Junior Researcher, Research and Development Institute of Scientific Instruments, JSC, 8 Turaevo Industrial Area, Lytkarino, Moscow Region 140080, Russian Federation; ORCID: https://orcid.org/0009-0003-1852-112X; e–mail: ekaterina.matuhina@yandex.ru

Хрущев Никита Сергеевич — научный сотрудник, АО «Научно–исследовательский институт приборов», промзона Тураево, стр. 8, Лыткарино, Московская обл., 140080, Российская Федерация; e–mail: NSKHrushchev@niipribor.ru

Nikita S. Khrushchev — Researcher, Research and Development Institute of Scientific Instruments, JSC, 8 Turaevo Industrial Area, Lytkarino, Moscow Region 140080, Russian Federation; e–mail: NSKHrushchev@niipribor.ru

Поступила в редакцию 27.05.2024; поступила после доработки 04.09.2024; принята к публикации 12.09.2024
Received 27 May 2024; Revised 4 September 2024; Accepted 12 September 2024