

# Перенос носителей заряда через тонкую базу гетеробиполярного транзистора при радиационном воздействии

© А.С. Пузанов<sup>\*†¶</sup>, С.В. Оболенский<sup>\*†¶</sup>, В.А. Козлов<sup>\*+†¶¶</sup>

\* Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

† Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 15 июня 2014 г.)

Теоретически исследован транспорт электронов в гетеробиполярных транзисторах с радиационными дефектами, в условиях, когда характерные размеры кластеров дефектов и расстояний между ними могут быть сопоставимы или даже превосходить размеры базы прибора. Показано, что при определенных уровнях воздействия нейтронное облучение может привести к уменьшению времени пролета базы горячими электронами, что замедляет деградацию параметров транзисторов.

## 1. Введение

Одной из основных тенденций развития твердотельной электроники является уменьшение минимальных толщин слоев полупроводниковых структур. С точки зрения радиационной стойкости полупроводниковых приборов это приводит к тому, что при облучении прибора потоком быстрых частиц размеры возникающих в нем локализованных областей разупорядоченности, которые называются кластерами радиационных дефектов (КРД), могут превосходить толщину рабочего слоя прибора, например, базы гетеробиполярного транзистора. Кластеры радиационных дефектов окружены областью пространственного заряда, формирующей высокий потенциальный барьер, например 0.7 В для GaAs. В результате в таких приборах происходит существенное изменение транспорта носителей заряда, что требует адекватного описания происходящих процессов и изучения возникающих новых эффектов.

Расчет транспорта носителей заряда в приборных субмикронных структурах традиционно проводят на основе баллистического или диффузионно-дрейфового приближений. Баллистическое приближение хорошо подходит для тонких структур, длины которых в направлении протекания тока меньше длины свободного пробега носителей. Диффузионно-дрейфовое приближение справедливо для длинных структур, длины которых много больше размеров длины свободного пробега. Обе модели формально неприменимы при анализе переноса носителей заряда в полупроводниковых приборах с рабочими областями порядка нескольких длин свободного пробега носителей заряда [1], так как в этом случае баллистический режим уже не реализуется, а диффузионно-дрейфовый режим еще не наступает, поскольку для этого требуется наличие большого числа актов рассеяния. Для биполярных транзисторов с тонкой базой такое диффузионно-баллистическое рассмотрение проведено, например, в работе [2].

<sup>¶</sup> E-mail: aspuzanov@inbox.ru

<sup>¶¶</sup> E-mail: obolensk@rfunn.ru

<sup>¶¶¶</sup> E-mail: kozlov@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе на основе предложенной модели рассматривается возможность образования проводящих каналов между кластерами радиационных дефектов и рассчитывается возможное влияние этих каналов на параметры гетеробиполярных транзисторов с тонкой базой.

## 2. Условия диффузионного, диффузионно-баллистического и баллистического движения электронов в базе биполярного транзистора

Баллистический режим переноса носителей заряда через базу биполярного транзистора наступает, когда влиянием столкновений на их движение можно пренебречь. Поскольку сильные электрические поля в базе отсутствуют, верхней границей диапазона толщин баллистических баз может служить средняя длина свободного пробега носителя заряда  $L_f$  с тепловой скоростью  $v_T = \sqrt{3kT/m^*}$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура электронного газа в базе,  $m^*$  — эффективная масса носителя заряда. Длина свободного пробега выражается простой формулой

$$L_f = v_T \tau_p, \quad (1)$$

где  $\tau_p$  — среднее время пролета носителей между столкновениями с потерей импульса, а величина  $\nu_p = \tau_p^{-1}$  — частота столкновений с потерей импульса. Характерные величины  $L_f$  для германия, кремния и арсенида галлия приведены в первой строчке табл. 1. При толщинах базы, меньших  $L_f$ , движение носителей заряда в ней будет баллистическим.

Диффузионный режим переноса носителей в базе реализуется при хаотическом блуждании носителей, возникающем в результате большого числа столкновений. В этом случае при наличии градиента концентрации носителей возникает диффузионный ток. Для оценки нижней границы диапазона толщин диффузионных баз, в

**Таблица 1.** Оценки условий баллистического и диффузионного переноса носителей заряда через базу биполярных транзисторов на основе Ge, Si и GaAs при нормальной температуре

	Ge	Si	GaAs
$L_f = v_T \tau_p, \text{нм}$	28	16	34
$L_D = D/v_T, \text{нм}$	270	150	320

котором справедливо диффузионное описание движения носителей заряда в базе, поступим следующим образом. Слабость электрического поля в базе позволяет пренебречь в ней дрейфовой компонентой тока и считать, что базовая плотность тока  $j_b$  полностью определяется диффузионной составляющей тока:

$$j_b = eD \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (2)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии,  $e$  — модуль заряда электрона,  $n$  — концентрация электронов,  $z$  — координата по нормали к плоскости перехода эмиттер–база. С другой стороны, плотность базового тока равна

$$j_b = -en v_s, \quad (3)$$

где  $v_s$  — упорядоченная скорость электронов в базе. В слабых электрических полях модуль упорядоченной скорости электронов  $|v_s|$  гораздо меньше тепловой скорости  $v_T$ , а в случае теплых и горячих электронов отношение  $\alpha = |v_s|/v_T$  упорядоченной  $v_s$  и тепловой  $v_T$  скоростей определяется неупругостью механизмов рассеяния [3–5]. Для нахождения величины  $\alpha$  рассчитывают частоту столкновений с потерей импульса  $\nu_p$ , и частоту  $\nu_\epsilon$  столкновений с потерей энергии  $\nu_\epsilon$ . Тогда величину  $\alpha$  можно найти из следующей формулы:

$$\alpha = \frac{|v_s|}{v_T} = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\nu_\epsilon}{\nu_p}}. \quad (4)$$

Для используемых в транзисторах полупроводниковых материалов величина  $\alpha$  оказывается существенно меньше единицы, так как всегда присутствует значительный вклад упругого рассеяния. Это означает, что функция распределения горячих электронов сильно расплывается и лишь немного смещается в импульсном пространстве. Таким образом, модуль упорядоченной скорости  $|v_s| = \alpha v_T$  оказывается меньше тепловой скорости  $v_T$ .

Если величину дрейфового тока из формулы (2) оценить как  $j_b = eDn/L_d$ , где  $L_d$  — нижняя граница диффузионных баз, то получим

$$j_b = eDn/L_d = en|v_s| = en\alpha v_T. \quad (5)$$

Следовательно, нижняя граница диапазона толщин диффузионных баз  $L_d$ , где справедливо диффузионное описание движения носителей, может быть оценена по формуле

$$L_d = \frac{D}{\alpha v_T}. \quad (6)$$

При этом коэффициент неупругости рассеяния  $\alpha$  в типичных полупроводниковых материалах, из которых изготавливаются транзисторы, меньше единицы.

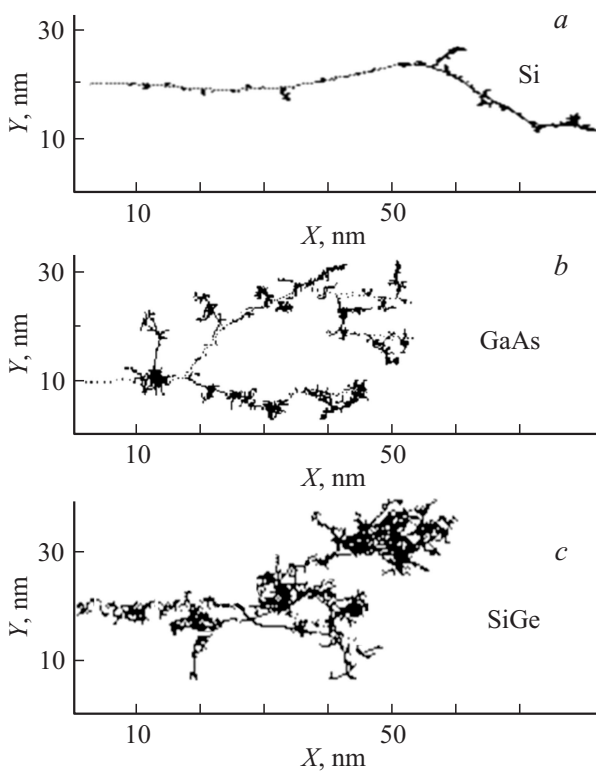
На второй строчке табл. 1 приведены значения  $L_d$  для  $\alpha = 1$ . При больших толщинах базы характер движения носителей в ней становится диффузионным. Как следует из табл. 1, в широком диапазоне толщин баз от  $L_f$  до  $L_d$  реализуется смешанное диффузионно-баллистическое движение носителей. Если учесть неупругость рассеяний носителей ( $\alpha < 1$ ), то этот диапазон только расширится за счет увеличения границы  $L_d$ .

### 3. Образование кластеров радиационных дефектов

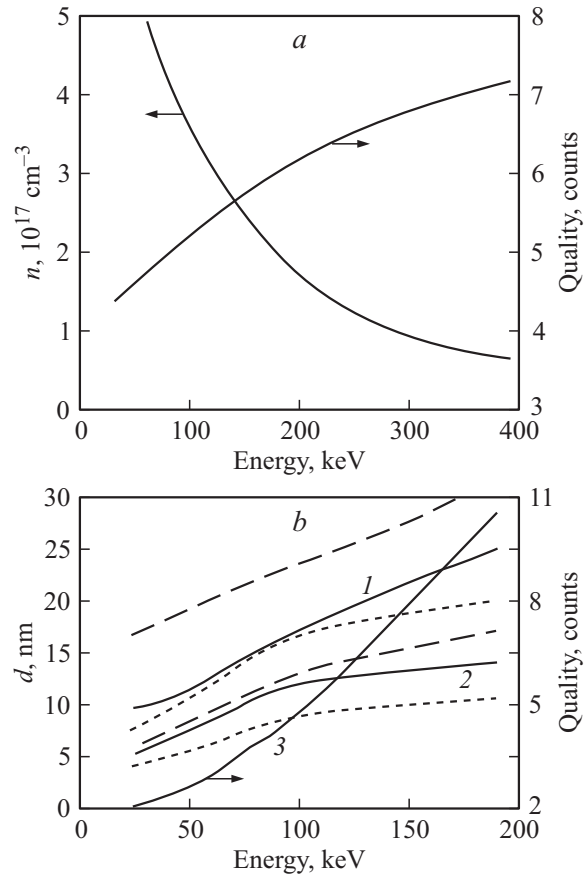
К настоящему времени накоплен большой объем экспериментальных данных по изменению концентрации, подвижности, диффузионной длины и времени жизни носителей заряда в различных полупроводниках при воздействии дефектообразующих излучений [6,7]. Эти данные позволяют рассчитывать коэффициенты диффузии неосновных носителей заряда в облученных материалах, что дает возможность проводить качественные оценки радиационной стойкости биполярных транзисторов. Ясно, что точность таких оценок невелика и поэтому были предложены более детальные микроскопические подходы к описанию и исследованию физических процессов, происходящих при радиационном воздействии [8,9]. В настоящее время общепринято, что нейтронное облучение приводит к возникновению в полупроводниках КРД, содержащих глубокие заряженные уровни. Формирование таких кластеров происходит за счет передачи энергии от быстрого ( $\sim 1$  МэВ) нейтрона первичному атому полупроводника, который в свою очередь создает каскад необратимых смещений вторичных атомов. Энергия первичного атома обычно имеет значения  $\sim 100$  кэВ, что намного больше энергии связи атомов в решетке ( $\sim 30$  эВ), так что в полупроводниковой структуре возникает  $\sim 10^3$  смещений, в результате чего формируется КРД. Характерный вид каскадов смещений вторичных атомов, генерируемых нейтронным облучением в различных гетероструктурах, рассчитанный по известному алгоритму TRIM [10], представлен на рис. 1. В зависимости от массы первичного иона и атомного состава гетероструктуры меняется форма КРД, размеры ядер субкластеров и расстояние между ними (рис. 2).

Образование кластеров дефектов приводит к возникновению локализованных заряженных областей, перераспределению свободных носителей и соответствующей деформации пространственного распределения электрического потенциала. В итоге кластеры создают области с высокими потенциальными барьерами, препятствующими движению электронов. При определенном уровне облучения расстояния между соседними кластерами таковы, что между ними образуются каналы для прохождения электронов, сопоставимые с длинами

свободного пролета. Наличие подобного профиля распределения потенциала будет увеличивать инжекцию горячих электронов в базу гетеробиполярного транзистора по сравнению с малоэнергичными электронами. Это обусловлено рассеянием (отражением) электронов на потенциальных стенках канала преимущественно вперед за счет малоуглового характера рассеяния. Указанный эффект более сильно будет проявляться для высокоэнергичных электронов, в результате средняя скорость проходящих через базу электронов после облучения будет выше, чем до облучения, когда никаких „каналов“ в структуре не было. Конечно, после облучения проводимость структуры уменьшится, но на функционировании биполярного транзистора это отразится не столь существенно, так как может быть компенсировано увеличением прямого смещения перехода база–эмиттер, за счет чего увеличится инжекция горячих (быстрых) электронов из эмиттера в базу. Указанные особенности транспорта электронов и их влияние на функционирование полевых транзисторов уже описывались нами ранее в работе [11].



**Рис. 1.** Рассчитанный методом Монте-Карло вид каскадов смещений вторичных атомов, приводящих к образованию кластера и субкластеров радиационных дефектов. Каждый изображенный на отдельном рисунке кластер, инициирован своим первичным атомом отдачи: *a* — Si в кремнии; *b* — Ga в GaAs; *c* — Ge в SiGe. Видно, что для кремния, случай (*a*), субкластеры выражены гораздо слабее, чем в веществах, содержащих более тяжелые элементы — германий, галлий и мышьяк (*b, c*). Каждая точка графика соответствует одному смещенному атому. Энергия первичных атомов 100 кэВ.



**Рис. 2.** *a* — зависимости среднего количества и концентрации субкластеров в КРД от исходной энергии первичного атома Ga. Расчет для GaAs. *b* — среднее расстояние между субкластерами (1); средний размер субкластера (2); среднее число субкластеров в каскаде (3) в зависимости от энергии первичного атома Ga. Пунктиром показан разброс в размерах субкластеров, а штриховой линией — разброс в расстояниях между субкластерами на полувысотах распределений. Расчет для GaAs.

#### 4. Транспорт электронов через тонкую базу гетеробиполярного транзистора с кластерами радиационных дефектов

Формы кластеров радиационных дефектов, при которых формируются межкластерные каналы, наиболее „подходящие“ для прохождения горячих электронов через базу транзистора, схематически представлены на рис. 3. Численные расчеты при помощи программы TRIM [10] показывают, что подобная форма может образовываться при нейтронном облучении GaAlAs/GaAs гетероперехода в случае формирования КРД атомом алюминия, получившим энергию 30–100 кэВ от нейтрона с характерной энергией 1 МэВ. Из-за того что масса Al меньше, чем у Ga и As, форма КРД будет вытянутой, так что длина к диаметру кластера может относиться как 5 к 1. Уширение непроводящей области кластера

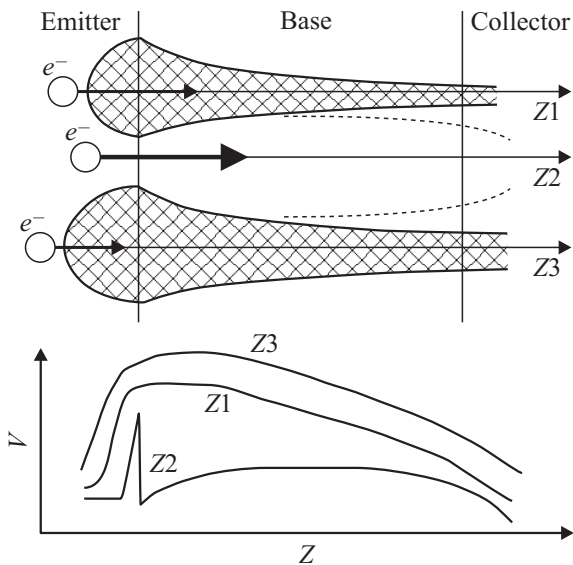
**Таблица 2.** Зависимость среднего времени (в пикосекундах) пролета электронов через базу транзистора для различных условий инжекции из эмиттера до и после воздействия дефектообразующих излучений

Длина базы (нм) и угол инжекции	Ge		Si		GaAs	
	до, $D = 3900 \text{ см}^2/\text{м}$	после, $D = 975 \text{ см}^2/\text{м}$	до, $D = 1600 \text{ см}^2/\text{м}$	после, $D = 400 \text{ см}^2/\text{м}$	до, $D = 8500 \text{ см}^2/\text{м}$	после, $D = 2125 \text{ см}^2/\text{м}$
20, случайный	0.190	0.230	0.272	0.369	0.103	0.121
20, по нормали	0.054	0.094	0.088	0.185	0.028	0.047
50, случайный	0.524	0.774	0.801	1.410	0.280	0.394
50, по нормали	0.185	0.435	0.341	0.950	0.094	0.208
100, случайный	1.215	2.215	2.007	4.443	0.636	1.094
100, по нормали	0.536	1.536	1.087	3.523	0.264	0.723
200, случайный	3.096	7.094	5.639	15.383	1.577	3.411
200, по нормали	1.739	5.737	3.799	13.543	0.834	2.668
500, случайный	12.738	37.724	26.277	87.180	6.235	17.699
500, по нормали	9.344	34.330	21.678	82.581	4.377	15.841
1000, случайный	42.134	142.078	93.156	336.770	20.113	65.969
1000, по нормали	35.346	135.290	83.957	327.570	16.397	62.254

*Примечание.* Данные приведены для транзисторов с базами из Ge, Si и GaAs. Представлены два случая: вброс электронов в полупространство базы из эмиттера с равномерно распределенным случайным углом вброса и выделенный направленный вброс электронов по нормали к плоскости перехода эмиттер–база с тепловой энергией, соответствующей  $T = 300 \text{ К}$ .  $D$  — коэффициент диффузии электронов с учетом влияния радиационных дефектов.

вблизи эмиттера объясняется как смещениями, производимыми вторичными атомами Ga и As, так и отличиями в диэлектрической проницаемости материалов.

Наоборот, для  $n\text{-Si}/p\text{-SiGe}/n\text{-Si}$  транзистора возможна реализация „обратной“ формы кластера, показанной на



**Рис. 3.** Схема инжекции электронов в базу транзистора. Направление инжекции указано стрелками. Величина стрелки качественно соответствует уровню инжекции. Штриховкой указаны области кластеров с повышенным потенциалом, куда инжектируется малое количество электронов. Реализация „обратной“ формы кластеров для SiGe базы показана на рисунке пунктиром. Внизу приведены профили потенциалов вдоль направлений виртуальных прямолинейных траекторий электронов Z1, Z2 и Z3.

рис. 3 пунктиром. Такой КРД будет образован, если атом германия из SiGe базы будет выброшен за счет отдачи в Si-коллектор, где произведет разрушение кристаллической решетки. Из-за того что масса атома Ge больше, чем у атомов кремния, форма КРД будет ближе к сферической, так что сечение проводящего канала между кластерами будет сужаться в сторону коллектора.

Одним из важнейших параметров гетеробиполярных транзисторов с тонкой базой является частота отсечки, определяемая главным образом временем пролета электронов через базу транзистора с КРД была разработана компьютерная программа на основе алгоритма Монте-Карло с применением технологии CUDA параллельных вычислений на графических ускорителях [12]. Зонную структуру материалов принимали в приближении эффективных масс электронов, учитывали механизмы их рассеяния на акустических и оптических фононах, ионизованных акцепторах и кластерах радиационных дефектов подобно [13]. Условия на границах квазинейтральной области базы задавали в виде [2,14], позволяющем учесть диффузионно-баллистическое движение электронов:

$$n(0) - \frac{D}{2v_T} \frac{\partial n(0)}{\partial z} = n_{p0} \exp\left(\frac{eu_{be}}{kT}\right), \quad (7)$$

$$n(L_b) + \frac{D}{2v_T} \frac{\partial n(L_b)}{\partial z} = n_{p0} \exp\left(-\frac{eu_{cb}}{kT}\right). \quad (8)$$

Здесь  $n_{p0}$  — равновесная концентрация электронов (неосновных носителей в базе),  $n(0)$  — концентрация электронов на границе эмиттер–база,  $n(L_b)$  — концентрация электронов на границе база–коллектор,  $u_{be}$  — приложенное напряжение к переходу

база–эмиттер,  $u_{cb}$  — приложенное напряжение к переходу коллектор–база,  $L_b$  — толщина нейтральной области базы.

Зависимость времени пролета электронов через тонкую базу для различных условий инжекции из эмиттера, определяемых структурой КРД, для транзисторов на основе Ge, Si и GaAs представлена в табл. 2. Рассмотрены два случая: 1) инжекция электронов в полупространство базы из эмиттера с равномерно распределенным случайным углом вброса и максвелловским распределением по энергии; 2) направленный вброс электронов по нормали к плоскости перехода эмиттер–база с тепловой энергией, соответствующей  $T = 300$  К, обусловленный влиянием топологии КРД. Отметим, что во всех рассмотренных случаях диффузионная длина носителей заряда значительно превосходит размер базы, что косвенно демонстрирует большой коэффициент усиления транзистора. Влияние направленной инжекции электронов уменьшается с уменьшением коэффициента диффузии, т. е. ростом уровня облучения. Физически это обусловлено тем, что частота рассеяния электронов в базе увеличивается и диффузионный режим реализуется в более тонких структурах.

Указанные в табл. 2 значения коэффициентов диффузии после облучения выбирались в 4 раза меньше, чем до облучения. Обычно такое соотношение реализуется при уровне облучения  $\sim 10^{14}$  н/см<sup>2</sup>, при котором исследуемый транзистор сильно изменяет свои параметры, но еще функционирует. Указанный уровень облучения превышает типичный уровень  $\sim 10^{13}$  н/см<sup>2</sup>, при котором происходит отказ обычных биполярных транзисторов. Отметим, что приведенные уровни облучения значительно превосходят аналогичные, применяемые при ионном легировании, так как нейтронное облучение слабо поглощается в материале. Большая часть указанного интегрального потока нейтронов пролетит исследуемую структуру без повреждений и лишь около 0.1% падающих нейтронов произведут исследуемые в работе эффекты.

С дальнейшим ростом уровня облучения характерное расстояние между субкластерами становится сопоставимым с длиной волны де Бройля [11,15] и база транзистора разбивается на сетку связанных каналов, похожих по своим свойствам на короткие квантовые нити, образуемые сквозными квантово-размерными отверстиями. Характер движения носителей в такой среде отличается от рассмотренного выше и для его описания требуется специальный подход.

## 5. Заключение

Таким образом, наличие кластеров радиационных дефектов, формирующих в базе исследуемых транзисторов потенциальный рельеф с проводящими „каналами“, уменьшает среднее время пролета горячих электронов

от эмиттера к коллектору и снижает скорость деградации параметров транзистора при облучении. Результаты расчетов показывают, что рассматриваемые транзисторы имеют на порядок более высокий уровень радиационной стойкости по сравнению с обычными „классическими“ биполярными транзисторами. Это делает их крайне привлекательными для применения в специальной аппаратуре, где в настоящее время предпочитают использовать полевые транзисторы.

Работа выполнена при поддержке программ РАН и программы повышения конкурентоспособности ННГУ.

## Список литературы

- [1] В.А. Гергель, В.Г. Мокеров, М.В. Тимофеев, Ю.В. Федоров. ФТП, **34**, 239 (2000).
- [2] O. Hansen. Sol. St. Electron., **37**, 1663 (1994).
- [3] Э. Конуэлл. *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях* (М., Мир, 1970).
- [4] Ю.К. Пожела. *Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках* (М., Наука, 1977).
- [5] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [6] В.М. Кулаков, Е.А. Ладыгин, В.И. Шаховцов, Э.Н. Володин, Ю.Н. Андреев. *Действие проникающей радиации на изделия электронной техники* (М., Сов. радио, 1980).
- [7] Зулиг Р. В кн.: *Арсенид галлия в микроэлектронике*, под ред. Н. Айспрука, У. Уиссмана (М., Мир, 1988).
- [8] В.С. Вавилов. *Действие излучений на полупроводники* (М., Физматгиз, 1963).
- [9] В.Р. Gossik. J. Appl. Phys., **30**, 1214 (1959).
- [10] J.P. Biersak et al. Nucl. Instrum. Meth., **174**, 257 (1980).
- [11] В.Т. Громов, М.А. Китаев, Е.В. Киселева, В.А. Козлов, С.В. Оболенский, В.П. Шукайло. *Микроэлектроника*, **34**, 424 (2005).
- [12] В.К. Киселев, С.В. Оболенский, А.С. Пузанов, А.В. Скупов. *Журн. радиоэлектроники*, **2**, 1 (2014).
- [13] Н.В. Демарина, С.В. Оболенский. *ЖТФ*, **72**, 66 (2002).
- [14] D.L. Pulfrey, A.R. St. Denis, M. Vaidyanathan. Proc. IEEE COMMAD-98, Perth, W. Australia, 81–85, 1999.
- [15] С.В. Оболенский. *Микроэлектроника*, **33**, 153 (2004).

Редактор Т.А. Полянская