

# Физическое обоснование предела временного разрешения кремниевых планарных детекторов длиннопробежных тяжелых ионов

© В.К. Еремин, Н.Н. Фадеева, Е.М. Вербицкая<sup>¶</sup>, И.В. Еремин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>¶</sup> E-mail: elena.verbitskaya@ioffe.mail.ru

Поступила в Редакцию 6 мая 2024 г.

В окончательной редакции 16 августа 2024 г.

Принята к публикации 26 августа 2024 г.

Представлена модель истекания тока из плазмы трека длиннопробежного тяжелого иона, воздействующего на кремниевый  $p^+ - n - n^+$ -детектор. На ее основе получено аналитическое описание процесса и выполнена его численная симуляция. Результаты по пространственно-временной трансформации электрического поля и концентрации носителей в плазме  $N_{pl}$  и форме токового сигнала показывают хорошее количественное соответствие данных расчета и симуляции. Время нарастания токового сигнала не лимитировано процессом истекания носителей из плазмы и контролируется временем создания трека в единицы пс, что определяет физический предел временного разрешения детектора при регистрации длиннопробежных ионов. Спад сигнала содержит две компоненты — быструю поляризационную, связанную с образованием слоев с высокой напряженностью электрического поля вблизи  $p^+$ - и  $n^+$ -контактов, длительность которой уменьшается от 480 до 100 пс при увеличении  $N_{pl}$  от  $1 \cdot 10^{15}$  до  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , и медленную релаксационную, обусловленную истощением электронно-дырочной плазмы в треке.

**Ключевые слова:** кремниевый детектор, длиннопробежные ионы, поляризация, временное разрешение.

DOI: 10.61011/FTP.2024.06.58948.6643

## 1. Введение

Кремниевые детекторы заряженных частиц являются широко используемым инструментом физики высоких энергий и ядерной физики. Компактность, простота конструкции и технологичность изготовления определяют направления их разработок и области применения. В экспериментальной ядерной физике устойчивой тенденцией является увеличение интенсивности ионных пучков и расширение диапазона масс и энергий ионов. Необходимым элементом используемых ускорительных комплексов стали сепараторы фрагментов ядер (ионов высоких энергий), позволяющие проследить прохождение отдельной частицы через систему формирования пучка, обеспечивая при этом информацию о полной совокупности ее параметров — заряде, энергии и массе, а также времени поступления в зону ядерного эксперимента. В связи с этим ускорительная техника и физический эксперимент требуют инструментов так называемого *in-flight* определения характеристик отдельных ионов по их траекториям в магнитной системе управления пучком с использованием матриц позиционно-чувствительных детекторов и одновременным высокоточным измерением их скорости времяпролетным (Time-of-Flight, ToF) методом.

Кремниевые детекторы ионов и частиц высоких энергий являются сложившимся классом приборов, позволяющим традиционно осуществлять спектрометрию с высоким энергетическим разрешением. Короткопробежный ион останавливается в чувствительной области детектора, образуя трек электронно-дырочных ( $e-h$ )

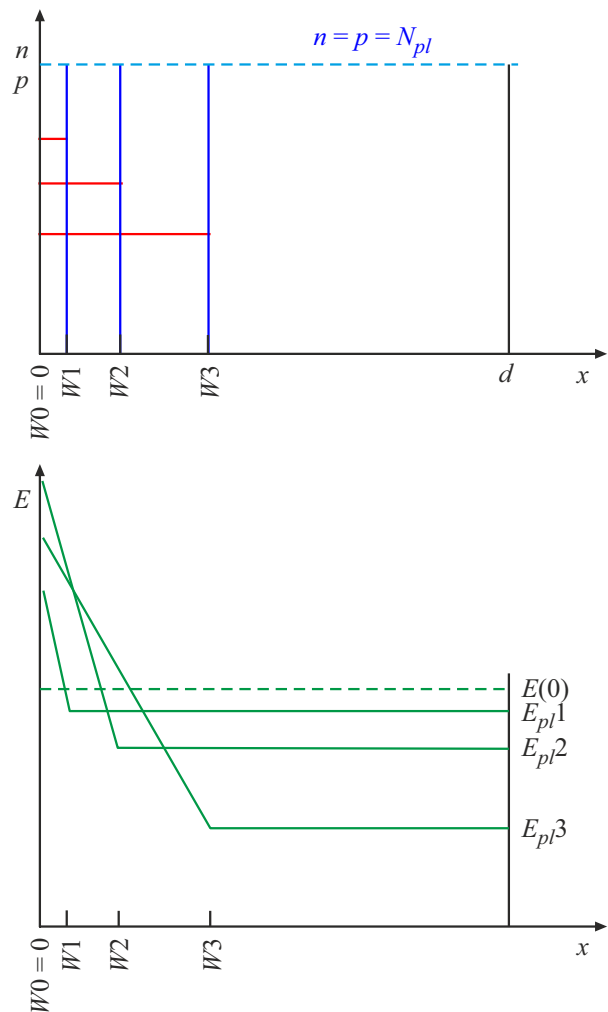
пар с длиной  $r_i$ , меньшей, чем толщина детектора  $d$ . Величина  $r_i$  зависит от массы и энергии иона, а количество неравновесных носителей заряда (ННЗ) пропорционально энергии. Анализ формы электрического отклика детектора показал дополнительную временную задержку в нарастании сигнала по сравнению с ожидаемой исходя из времени дрейфа носителей в чувствительной области [1–4], что отрицательно влияет на временное и энергетическое разрешение. Данный эффект получил название плазменной задержки, связанной с образованием в треке иона плазмы с высокой концентрацией  $e-h$ -пар  $N_{pl}$ . Время существования плазмы  $t_{pl}$  составляло  $< 10$  нс и зависело от напряженности электрического поля  $E$  в детекторе и массы ионов, что определяло точность временных измерений на уровне сотен пс. Количественные модели истекания тока из плазмы включали процессы экстракции электронов и дырок с торца трека под действием электрического поля по механизму тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ), их последующего дрейфа и диффузионного оттока носителей с боковой поверхности трека [1].

Упомянутая выше *in-flight* сепарация ионов с использованием кремниевых детекторов [5–8] заложена в планы создания в Центре исследования тяжелых ионов GSI, Дармштад, Германия, устройства Super Fragment Separator. Задача приобрела особую актуальность для исследований так называемых экзотических ионов высоких энергий с пробегом  $r_i$  в кремнии, существенно превышающим  $d$  [9–12]. Экзотические ионы имеют аномальные соотношения количества протонов и нейтронов; они создаются в результате случайного взаимодействия

тяжелых ядер с тяжелой тонкопленочной мишенью и имеют непредсказуемые характеристики. Поэтому любые эксперименты в этой области требуют определения массы иона с точностью  $\sim 1$  а.е.м., что, например, для характеристики иона урана с энергией в сотни ГэВ и длине пролетной базы ТоF-спектрометра  $\sim 50$  м может быть обеспечено при временном разрешении детекторов не хуже 30 пс. Возможности достижения такого разрешения с помощью кремниевых планарных детекторов с  $p^+ - n$ -переходом были продемонстрированы в GSI, где сигналы от изотопов  $^{197}\text{Au}$  и  $^{132}\text{Xe}$  с энергией в сотни ГэВ регистрировались цифровым осциллографом с аналоговым диапазоном 2 ГГц. Несмотря на ожидание значительной плазменной задержки, время нарастания (фронт) токового сигнала оказалось существенно меньше чем 1 нс, а временное разрешение, оцененное по дисперсии флуктуаций фронта, было лучше 30 пс [6–8]. Для объяснения полученного результата была предложена качественная модель истекания тока из плазмы трека длиннопробежного тяжелого иона, согласно которой время нарастания токового отклика полупроводникового детектора определяется кинетикой поляризации плазмы в треке и может лежать в диапазоне десятков пс [6].

Наряду с фундаментальными исследованиями, важным прикладным аспектом является анализ влияния тяжелых ионов на элементы электроники (так называемый Single Event Effect), что осуществляется на ускорительном комплексе Super Proton Synchrotron в ЦЕРНе [13]. В России подобные эксперименты планируются на создаваемом в Объединенном институте ядерных исследований, Дубна, коллайдере „Nuclotron based Ion Collider Facility“ (NICA), где будут проводиться тестирование капсулированных микрочипов и космические радиобиологические исследования (энергии ионов 150–500 и 400–1100 МэВ/нуклон соответственно) [14].

В настоящей работе продолжено изучение кинетики токового отклика кремниевых  $p^+ - n - n^+$ -детекторов для случая проникновения иона на всю толщину чувствительного объема, которое ставит целью получить физическое обоснование формы сигнала с малым временем нарастания и дает новые результаты по сравнению с данными, полученными в работах [6,15]. В исследовании используются аналитический расчет и численное моделирование процессов истекания электронов и дырок из трека иона при различных значениях  $N_{pl}$ . Получены результаты по пространственно-временной трансформации профилей напряженности электрического поля и концентраций ННЗ и формированию импульса тока. С целью анализа процессов, происходящих на начальной стадии истекания тока из трека и формирующих фронт сигнала детектора, расчеты были проведены в 1D геометрии, что позволило выделить характерные стадии процесса, дать им аналитическое описание и получить количественные оценки.



**Рис. 1.** Модель трансформации во времени распределения электронов  $n(x)$  и дырок  $p(x)$  (синие и красные линии соответственно) и напряженности электрического поля  $E(x)$  в чувствительной области детектора при регистрации длиннопробежного тяжелого иона.  $W$  — толщина слоя поляризации трека вблизи  $p^+$ -контакта.

## 2. 1D-модель трека длиннопробежного иона в кремниевом детекторе

Рассматриваемая в работе 1D-модель кинетики истекания электронов и дырок из трека, образованного в кремниевом детекторе длиннопробежным ионом с пробегом  $r_i > d$ , проиллюстрирована на рис. 1, где  $x$  — координата, нормальная к поверхности детектора. В пределах толщины детектора трек представляет собой цилиндр, однородно заполненный  $e-h$ -парами, концентрация которых  $N_{pl}$  в поперечном сечении является основным физическим параметром, определяющим истекание носителей из трека.

Задачей данной работы является установление предела временного разрешения кремниевых детекторов при регистрации длиннопробежных тяжелых ионов, и

поэтому важным является выбор временного интервала, в котором проводятся расчеты и симуляция. Так как для оптимизацииToF-диагностики необходимой является реализация субнаносекундного разрешения, в работе изучались процессы в диапазоне единиц нс с детальностью в единицы пс.

Важно подчеркнуть, что в работе рассматриваются процессы в треке одного изолированного иона, поэтому вопросы локальной однородности концентрации  $e-h$ -пар вдоль трека и кинетики потерь заряда за счет захвата ННЗ дефектами, возникшими при его образовании, подлежат оценке.

1) Флуктуации количества  $e-h$ -пар в треках частиц интенсивно исследовались в связи с их влиянием на предельную разрешающую способность полупроводниковых детекторов. Было показано, что среднеквадратичное отклонение количества пар в треке частицы определяется как  $\sqrt{FN}$ , где  $N$  — количество образованных пар,  $F$  — фактор Фано. Применительно к рассматриваемой модели истекания тока из трека предполагается, что трек представляет собой цилиндр с диаметром 1 мкм (площадь сечения  $S = 0.8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2$ ). Характерная длина, на которой флуктуации количества пар могут быть значимы для моделирования истекания тока, определяется с актуальностью дляToF-диагностики временной точностью описания процессов в треке, т.е.  $\sim 10^{-11}$  с, и скоростью дрейфа  $v$  ННЗ в процессе их истекания. Принимая  $v$ , равной  $10^7 \text{ см/с}$  (т.е. близкой к скорости насыщения  $v_s$ ), получаем характерную длину, равную  $10^{-4} \text{ см}$ , в пределах которой при  $N_{pl} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  образуется в среднем 800  $e-h$ -пар. Ожидаемые флуктуации их числа при  $F = 0.12$  составят  $\sqrt{FN} \approx 10$ , т.е.  $\sim 1\%$ , что не существенно для рассматриваемой модели.

2) Для определения влияния образования радиационных дефектов на время жизни носителей было выполнено моделирование процесса взаимодействия ионов с атомами кристаллической решетки кремния, используя программу „The Stopping and Range of Ions in Solids (SRIM)“<sup>4</sup>. В качестве примера рассматривались длинно-пробежные ионы  $^{238}\text{U}$  с энергией 40 ГэВ ( $r_i = 3.6 \text{ мм}$ ), для которых количество образующихся первичных вакансий в треке длиной 300 мкм составило 8240 на один ион. Учитывая, что только 2% вакансий участвуют в образовании электрически активных комплексов дефектов, количество центров захвата носителей в треке одного иона  $^{238}\text{U}$  не превышает  $\sim 160$ , что при объеме трека  $2.4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3$  соответствует их концентрации  $N_{tr} = 6.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Соответственно, постоянная времени захвата носителей  $\tau_{tr} = (\sigma v_{th} N_{tr})^{-1}$  при типичном сечении захвата  $\sigma = 10^{-15} \text{ см}^2$  и тепловой скорости носителей при комнатной температуре  $v_{th} = 10^7 \text{ см/с}$  составляет  $0.15 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ . Так как именно этот параметр определяет рекомбинацию неравновесных носителей в полупроводниках с непрямой запрещенной зоной, в том числе и в кремнии [16], и его величина существенно больше временного интервала, рассматриваемого в кинетике истекания носителей из трека, процессы захвата

ННЗ и рекомбинации  $e-h$ -пар в треке тяжелого иона не влияют на концентрацию носителей в плазме трека и кинетику токового отклика детектора. Учитывая последнее, а также малую величину флуктуаций ионизации,  $N_{pl}$  в процессе истекания носителей из трека принимается постоянной.

3) Трансформация трека во времени за счет диффузионного размытия в радиальном направлении не рассматривалась, так как за время  $t = 10 \text{ пс}$  изменение концентрации носителей на оси трека не превышает 5%.

Кроме того, принималось во внимание, что плазма трека и окружающий ее объем чувствительной области детектора являются электронейтральными, вследствие чего в процессе истекания носителей радиальная компонента электрического поля отсутствует не только в начале истекания тока из плазмы, но и в последующем, что аргументирует использование 1D-модели.

С учетом изложенного в пп. 1 и 2, распределения концентрации электронов и дырок у  $p^+$ -контакта в рамках модели трансформации трека иона во времени в детекторе на основе высокоомного кремния представлены в 4 момента времени: момент образования трека  $t_0 = 0$  и последующие —  $t_1$ ,  $t_2$  и  $t_3$  (рис. 1). При  $t = t_0$  трек ограничен контактами при  $x = 0$  и  $x = d$ , и соответствующее этому моменту электрическое поле  $E(0) = V/d$  (где  $V$  — приложенное напряжение) однородно.

Так как  $e-h$ -пары в треке находятся в электрическом поле с напряженностью  $E(0)$ , электроны и дырки начинают дрейфовать к соответствующим контактам. При этом электроны дрейфуют со скоростью  $\mu_n E$  (где  $\mu$  — подвижность носителей) в сторону положительно заряженного  $n^+$ -контакта как пакет с границей  $W$  (сплошные синие линии), а дрейф дырок, оказавшихся вне плазмы, происходит в сторону  $p^+$ -контакта, находящегося под отрицательным потенциалом. Соответственно, в слое  $[0-W]$  положительный заряд дрейфующих дырок, концентрация которых равна  $p_p$ , приведет к возрастанию напряженности электрического поля вблизи  $p^+$ -контакта (рис. 1) согласно уравнению Пуассона:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{ep_p}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (1)$$

где  $e$  — элементарный заряд,  $\epsilon$  и  $\epsilon_0$  — диэлектрические проницаемости кремния и вакуума соответственно, при граничном условии  $E(W) = E_{pl}$ , где  $E_{pl}$  — напряженность электрического поля в области плазмы трека.

Полагая, что возрастание  $E$  в образовавшемся вблизи  $p^+$ -контакта слое поляризации значительно, что приводит к насыщению дрейфовой скорости дырок до величины  $v_{ps}$ , условие непрерывности тока в структуре записывается как

$$ep_p v_{ps} W = eN_{pl} \mu_n E_{pl}, \quad (2)$$

где выражение в левой части определяет ток дырок, дрейфующих со скоростью  $v_{ps}$  в слое  $W$ , а правая

часть описывает соответствующую скорость сдвига пакета электронов к  $n^+$ -контакту в области плазмы трека. Видно, что выражение (2) устанавливает связь между толщиной поляризационного слоя  $W$  и напряженностью поля в области электронейтральной плазмы  $E_{pl}$ . При этом средняя напряженность поля  $\langle E_p \rangle$  в слое поляризации, согласно уравнению (1), определяется как

$$\langle E_p \rangle = E_{pl} + \frac{ep_p W}{\epsilon \epsilon_0} \quad (3)$$

при максимуме у  $p^+$ -контакта  $E_{\max_p}$ , равном

$$E_{\max_p} = E_{pl} + 2 \frac{ep_p W}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (4)$$

Последним условием, определяющим формирование токового отклика детектора, является постоянство приложенного к детектору напряжения  $V$ :

$$V = E_{pl}(d - W) + \langle E_p \rangle W, \quad (5)$$

следующее из структуры поля, представленной на рис. 1. Подставляя выражения (2) и (3) в (5), получаем связь  $E_{pl}$  с  $W$ , которая определяется дрейфовыми параметрами электронов и дырок в виде

$$E_{pl} = \frac{V}{d - W} \left[ 1 + \frac{W}{d - W} + \frac{eN_{pl}\mu_n W^2}{2v_{sp}\epsilon \epsilon_0(d - W)} \right]^{-1}. \quad (6)$$

Таким образом, анализ предложенной модели истекания тока из плазмы трека длиннопробежного тяжелого иона показал, что существует жесткая связь между напряженностью электрического поля в области  $e-h$ -плазмы и шириной слоя поляризации  $W$  (уравнение (6)). Кинетика изменения  $E_{pl}$  и других характеристик в процессе истекания тока определялась как переход от  $E_{pl}(W)$  к  $E_{pl}(t)$  согласно уравнению (7), выполняемый численно на основании связи:

$$\frac{dW(t)}{dt} = \mu E_{pl}(t), \quad (7)$$

что дает кинетику плотности токового отклика детектора  $J(t)$ , выражаемую, согласно уравнению (2), как

$$J(t) = eN_{pl}\mu_n E_{pl}(t). \quad (8)$$

Рассмотренный механизм истекания тока дырок и электронов из плазмы иона у отрицательно заряженного  $p^+$ -контакта является иллюстрацией физических процессов формирования токового отклика детектора на попадание в него тяжелого иона. В реальной  $p-i-n$ -структуре истекание тока и трансформация электрического поля также происходят и у  $n^+$ -контакта по аналогичному механизму. Различие состоит лишь в том, что под воздействием электрического поля в плазме смещается пакет дырок, а истекающие при этом электроны дрейфуют в поле слоя поляризации к  $n^+$ -контакту. Очевидно, что базовые условия непрерывности тока,

протекающего в структуре, и постоянства приложенного напряжения должны сохраняться, что количественно определяет кинетику изменения напряженности электрического поля и форму токового отклика. При этом качественные закономерности в формировании сигнала остаются неизменными.

Представленная выше 1D-модель трека длиннопробежного иона была использована в аналитическом расчете кинетики процессов в треке вблизи  $p^+$ -контакта. Расчеты были выполнены в сетке определяемых параметров, исходным из которых являлась величина  $W_p$ , задаваемая с шагом 0.2 мкм.

Симуляция кинетики изменения профилей напряженности электрического поля по толщине детектора и истекания электронов и дырок, генерированных в треке, была также выполнена в рамках 1D-модели трека длиннопробежного иона. Симуляция выполнялась с использованием специально разработанной программы, включающей фундаментальную систему уравнений, описывающих непрерывность тока, формирование электрического поля и диффузионно-дрейфовый перенос носителей, при этом учитывались диффузия в направлении  $x$ , а также зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля. Исходным параметром для симуляции являлось время  $t_0$  с момента попадания иона в детектор. Детальные распределения напряженности электрического поля и концентраций электронов и дырок были получены в координатной сетке с шагом  $x = 0.005$  мкм.

Расчеты и симуляция были проведены для  $p^+-n-n^+$ -детектора на основе  $n$ -Si с удельным сопротивлением  $2 \text{ кОм} \cdot \text{см}$  (эффективная концентрация заряда в чувствительной области  $N_{\text{eff}} = 1.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ),  $d = 300$  мкм и тонкими  $p^+$ - и  $n^+$ -контактными слоями, легированными бором и фосфором до концентрации  $\geq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . На поверхность  $p^+$ - и  $n^+$ -слоев напылялась пленка алюминия; последняя не учитывалась в аналитических расчетах. В симуляции рассматривались структура контактов, сочетающая высоколегированный слой и пленку алюминия, а также профили легирования  $p^+$ - и  $n^+$ -слоев. Как в аналитических расчетах, так и в симуляции приложенное напряжение составляло 200 В, что давало практически однородный профиль  $E(0)$  с напряженностью  $\sim 6.7 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ .

Расчеты и симуляция были выполнены для трех значений  $N_{pl}$ :  $1 \cdot 10^{15}$ ,  $1 \cdot 10^{16}$  и  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , характерных для ионов с энергиями в сотни ГэВ и массой от 50 а.е.м. до массы изотопов урана.

### 3. Результаты симуляции и расчета кинетики рассасывания плазмы в треке длиннопробежного иона

На рис. 2 показаны полученные симуляцией профили напряженности электрического поля во временном интервале 1 пс–4 нс (логарифмический масштаб

по оси  $Y$ ) при воздействии ионов с концентрацией  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

В соответствии с концентрацией заряженных доноров в  $n$ -области при  $t = 0$  напряженность электрического поля  $E(x)$  линейно падает от  $p^+$ - к  $n^+$ -контакту. Его градиент уменьшается во времени за счет перераспределения носителей заряда в объеме плазмы до полной электронейтральности чувствительного объема ( $N_{eff} = dE/dx = 0$ ). Этот процесс характеризуется временем максвелловской релаксации  $t_M = \epsilon\epsilon_0/e\mu N_{pl}$ , которое составляет  $\sim 6$  пс для  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Одновременно с восстановлением электронейтральности плазмы начинается процесс существенной трансформации профилей напряженности электрического поля вблизи контактов (рис. 3). Возникают области с максимумами напряженности  $E_{max}$  непосредственно у контактов, что связано с поляризацией трека. В протяженной средней области напряженность электрического поля имеет постоянную величину  $E_{pl}$ , при этом  $E_{pl}$  и ширина этих областей уменьшаются во времени. Для всех значений концентрации  $e-h$ -пар в треке  $E_{max,p} > E_{max,n}$ , и при  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$   $E_{max,p}$  на порядки превышает напряженность поля в средней области.

Изменение концентрации электронов во времени вблизи  $p^+$ -контакта приведено на рис. 4 для  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Видно, что в профилях  $n(x)$  концентрация в слое вблизи  $p^+$ -контакта становится близкой к нулю уже в течение 20–30 пс в результате дрейфа электронов к  $n^+$ -контакту как пакета, сохраняющего резкую границу при  $x = W_p$ . В самом дрейфующем пакете концентрация электронов не меняется с координатой и близка к  $N_{pl}$ . В области  $W_p$ , где практически отсутствуют электроны, дырки дрейфуют к  $p^+$ -контакту, формируя при этом пик напряженности поля. Для сравнения на рис. 4 приведены две кривые для концентрации  $p(x)$ , которая при  $t = 1$  нс на 7 порядков больше, чем  $n$ , и поэтому именно она определяет распределение напряженности поля в слое поляризации. В дальнейшем  $p$  также уменьшается в связи с дрейфом дырок к  $p^+$ -контакту, но остается значительной по сравнению с  $n(x)$ .

Профили  $E(x)$  в слоях поляризации показывают постоянные градиенты лишь на начальном этапе истекания тока из плазмы (рис. 3). При больших  $t$  абсолютные величины  $N_{eff}$  у контактов уменьшаются, сохраняя свой знак и приводя к увеличению  $W$ . Характерно, что при координате  $x = W_p$  напряженность электрического поля падает более чем в 10 раз (рис. 2 и рис. 5, а) и формируется источник с „неограниченно высокой“ концентрацией носителей (дырок), что является признаком протекания дальнейшего процесса с существенным вкладом механизма ТОПЗ. Аналогичный процесс развивается и у  $n^+$ -контакта с тем лишь отличием, что дрейфовый сдвиг пакета дырок происходит с меньшей скоростью. Это связано с их меньшей подвижностью, и резкий спад концентрации дырок до пренебрежимо малой величины происходит за время  $\sim 100$  пс, тогда как для электронов

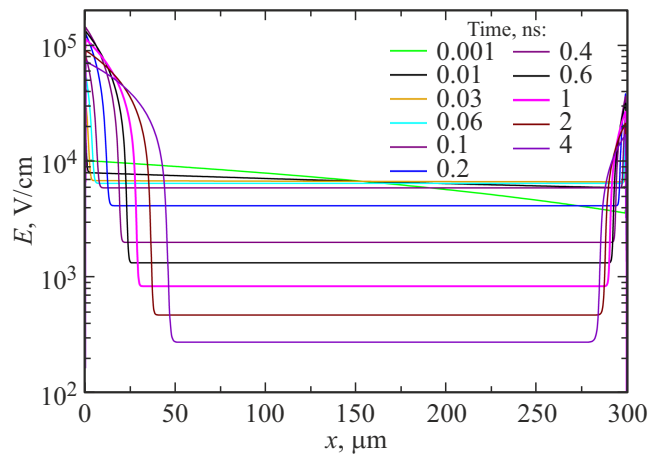


Рис. 2. Эволюция во времени профилей напряженности электрического поля, полученных симуляцией, в кремниевом  $p^+ - n - n^+$ -детекторе при воздействии ионов.  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

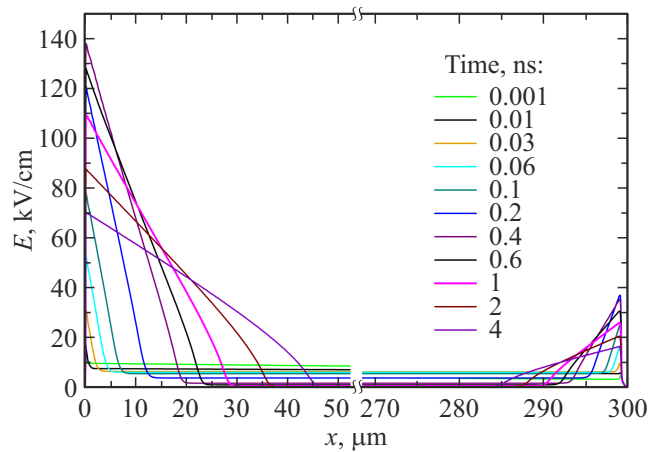


Рис. 3. Фрагменты профилей напряженности электрического поля во времени вблизи  $p^+$ - и  $n^+$ -контактов детектора.  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

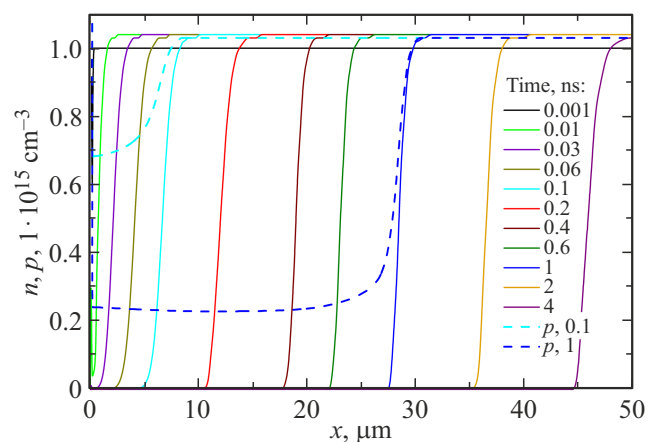


Рис. 4. Распределения концентрации электронов и дырок (сплошные и пунктирные линии соответственно) вблизи  $p^+$ -контакта кремниевого детектора при различных  $t$ .  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

вблизи  $p^+$ -контакта соотношение  $n \ll N_{pl}$  достигается при  $t \approx 20\text{--}30$  пс.

Сравнение представленных выше рисунков показывает, что вид распределений  $E(x)$ ,  $n(x)$  и  $p(x)$  полностью адекватен модели трека длиннопробежного иона. Кинетика дрейфа носителей приводит к тому, что пакет  $e-h$ -пар сжимается с двух сторон. Аналогичные изменения распределений во времени происходят и для больших значений концентрации  $e-h$ -пар, но характерные временные значения зависят от  $N_{pl}$ .

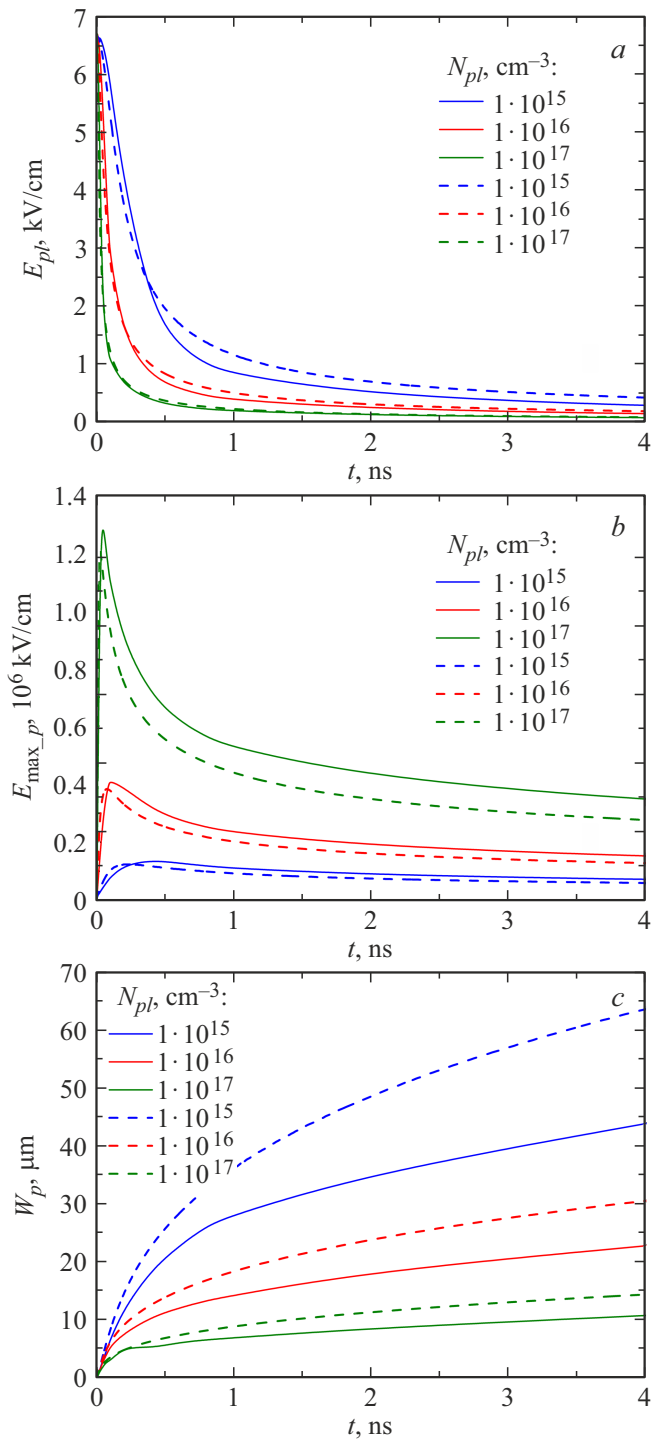
Далее приведено сравнение зависимостей основных характеристик кинетики истекания носителей из трека длиннопробежного иона, полученных симуляцией и аналитическим расчетом. Зависимости  $E_{pl}$ ,  $E_{\max_p}$  и толщины слоя поляризации  $W_p$  вблизи  $p^+$ -контакта от времени ( $t \leq 4$  нс), а также токовые сигналы представлены на рис. 5 и 6 для различных  $N_{pl}$ . Кривые, полученные симуляцией и аналитическим расчетом, показаны соответственно сплошными и пунктирными линиями.

Как видно из результатов симуляции, все изменения, связанные с поляризацией трека, происходят в течение десятков или сотен пс. Так, величины  $E_{pl}$  быстро уменьшаются от  $E_{pl}(0) \approx 6.7$  кВ/см до 2 и 1 кВ/см при  $t = 400$  и  $800$  пс соответственно, причем скорость падения растет с увеличением  $N_{pl}$  (рис. 5, *a*). Зависимость  $E_{\max_p}(t)$  является немонотонной (рис. 5, *b*). При  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  в течение  $\sim 400$  пс формируется пик, в котором напряженность достигает  $1.4 \cdot 10^5$  В/см, что превышает среднее поле в детекторе при  $t = 0$  более чем на порядок. В целом зависимость пика  $E_{\max_p}$  от  $N_{pl}$  является сублинейной; при  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  его значение достигает  $1.3 \cdot 10^6$  В/см.

Следует отметить, что напряженность поля  $\sim 10^5$  В/см уже попадает в диапазон величин, инициирующих ударную ионизацию носителей, а  $E_{\max_p} = 1.3 \cdot 10^6$  В/см должна приводить к лавинному пробую  $p^+-n$ -перехода, и его отсутствие в экспериментах с тяжелыми ионами может быть объяснено быстрым уменьшением напряженности во времени.  $W_p(t)$  зависимость является сублинейной (рис. 5, *c*); при фиксированном  $t$  наименьшая величина  $W_p$  соответствует максимальной концентрации  $e-h$ -пар в плазме трека, что является фактором, способствующим возникновению пика поля с критически высокой напряженностью.

Сравнение результатов аналитического расчета  $E_{pl}$ ,  $E_{\max_p}$  и  $W_p$  с данными симуляции этих параметров (рис. 5) показывает хорошее качественное и количественное соответствие кинетики их изменения. Исключение составляют  $W_p(t)$  кривые, для которых рассчитанная толщина  $W_p$  оказывается больше, чем значения, полученные из симуляции; наибольшее расхождение наблюдается для  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ .

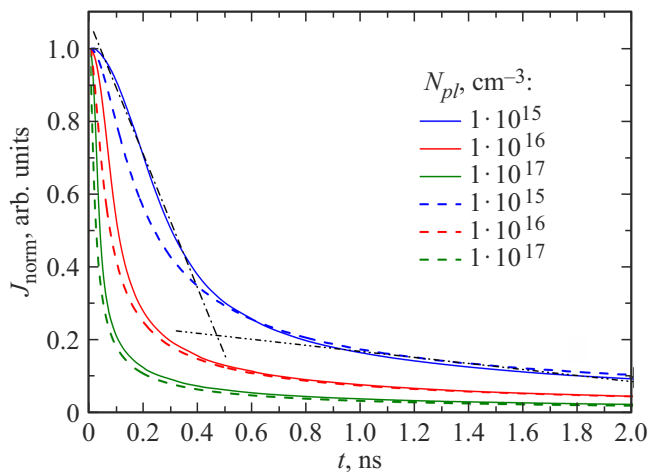
Еще одним отличием является полученная симуляцией большая величина времени достижения пика  $E_{\max_p}$  (рис. 5, *b*), которое является временем формирования слоя поляризации. Значения  $t$ , соответствующие достижению пика для трех величин  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15}$ ,



**Рис. 5.** Временные зависимости напряженности электрического поля в плазме трека (*a*), максимальной напряженности вблизи  $p^+$ -контакта (*b*) и толщины слоя поляризации  $W_p$  (*c*) при различных  $N_{pl}$ . Сплошные и пунктирные линии — симуляция и аналитический расчет соответственно.

$1 \cdot 10^{16}$  и  $1 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  составляют соответственно 400, 150, 45 пс для симуляции и 225, 80, 20 пс для результатов расчета. Расхождения являются следствием того, что в аналитических расчетах не учитывались неоднородное





**Рис. 6.** Нормализованные импульсы плотности тока для различных  $N_{pl}$ . Штрихпунктирные линии показывают линейные аппроксимации сигнала в диапазонах времени его быстрого и медленного спада при  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

распределение концентрации дрейфующих носителей в области поляризации и формирование слоя поляризации вблизи  $n^+$ -контакта. В расчетах также вводились условие насыщения дрейфовой скорости дырок в области поляризации и максимальное и постоянное значения подвижности для электронов в плазме, что не учитывает сублинейный рост дрейфовой скорости с электрическим полем до ее насыщения, тогда как в симуляции эти упрощения не применялись.

Симуляция и расчеты токового импульса  $J(t)$  показали, что его амплитуда пропорциональна  $N_{pl}$  и при  $N_{pl} = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  равна  $1.5 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$ . На рис. 6 приведены нормализованные импульсы плотности тока  $J_{\text{norm}}$  для различных  $N_{pl}$  во временном интервале 0–2 нс. Фронт импульса равен 1–2 пс независимо от  $N_{pl}$ . При больших  $t$  кинетика тока качественно подобна изменению напряженности электрического поля в области плазмы трека, что является следствием формирования слоев поляризации вблизи контактов, согласованного с процессом эволюции  $E(x)$  при уменьшении концентрации дрейфующих дырок вблизи  $p^+$ -контакта во времени и замедлении ухода дырок из трека при  $x = W_p$  за счет повышения роли механизма ТОПЗ. Время спада тока, соответствующего стадии поляризации трека, определено как точка пересечения линейных аппроксимаций в областях его быстрого и медленного спада (рис. 6, штрихпунктирные линии). Это время уменьшается пропорционально  $\lg N_{pl}$ , составляя 480, 200 и 100 пс при  $N_{pl}$ , равной  $1 \cdot 10^{15}$ ,  $1 \cdot 10^{16}$  и  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  соответственно. Последней стадией сигнала является медленный релаксационный процесс, обусловленный истощением электронно-дырочной плазмы в центральной области трека, где  $E_{pl}$  снижается по мере уменьшения толщины слоя плазмы.

## 4. Заключение

Предложена количественная модель и получено аналитическое описание формирования сигнала в кремниевом  $p^+ - n - n^+$ -детекторе при регистрации длиннопробежного тяжелого иона. Новые результаты, полученные на основе соответствующих расчетов и данных симуляции, показывают следующее.

1. Токовый сигнал детектора содержит две компоненты — быструю поляризационную, которая связана с формированием слоев с высокой напряженностью электрического поля вблизи  $p^+$ - и  $n^+$ -контактов, и медленную релаксационную, обусловленную исчезновением плазменного трека.

2. Обе компоненты контролируются дрейфовым переносом пакетов носителей, формирующих плазму трека, что приводит к высвобождению из нее электронов и дырок.

3. Пик тока в поляризационной компоненте сигнала является фундаментальной особенностью истекания тока из плазмы длиннопробежного тяжелого иона.

4. Время нарастания токового сигнала в поляризационной компоненте не лимитировано процессами истекания тока из плазмы трека и определяется временем создания трека в единицы пс, т. е. временем пролета иона через чувствительную область детектора.

5. Время спада токового сигнала составляет 480, 200 и 100 пс для  $N_{pl}$ , равной  $1 \cdot 10^{15}$ ,  $1 \cdot 10^{16}$  и  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  соответственно.

Выполненные исследования дают адекватное описание поляризационной компоненты тока, тогда как релаксационная компонента требует 3D-моделирования дрейфовых процессов в радиальном направлении, что выходит за рамки данной работы. Предложенная модель истекания тока из трека длиннопробежного иона может быть использована для планирования экспериментов с тяжелыми ионами и конструирования необходимой быстродействующей электроники детектирования сигналов.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] P.A. Tove, W. Seibt. Nucl. Instrum. Meth. A, **51**, 261 (1967).
- [2] W. Seibt, K.E. Sundström, P.A. Tove. Nucl. Instrum. Meth. A, **113**, 317 (1973).
- [3] E.C. Finch. Nucl. Instrum. Meth. A, **113**, 41 (1973).
- [4] S. Aiello, A. Anzalone, M.G. Campisi, G. Cardella, S. Cavallaro, E. De Filippo, E. Geraci, M. Geraci, P. Guazzoni, M.C. Iacono Manno, G. Lanzalone, G. Lanzano, S. Lo Nigro, A. Pagano, M. Papa, S. Pirrone, G. Politi, F. Porto, F. Rizzo, S. Sambataro, M.L. Sperduto, C. Sutera, L. Zetta. Nucl. Instrum. Meth. A, **427**, 510 (1999).
- [5] Scientific program of the Super-FRS collaboration: report of the collaboration to the FAIR management, GSI Report 2014-4. <https://repository.gsi.de/record/67533>. DOI: 10.15120/GR-2014-4

- [6] V. Eremin, O. Kiselev, N. Egorov, I. Eremin, Yu. Tuboltsev, E. Verbitskaya, A. Gorbatyuk. Nucl. Instrum. Meth. A, **796**, 158 (2015). <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2015.05.022>
- [7] V. Eremin, A. Bezbakh, I. Eremin, N. Egorov, A. Fomichev, M. Golovkov, A. Gorshkov, A. Galkin, O. Kiselev, A. Knyazev, D. Kostyleva, S. Krupko, D. Mitina, R. Slepnev, P. Sharov, E. Verbitskaya. JINST **12**, C03001 (2017). DOI: 10.1088/1748-0221/12/03/C03001
- [8] D. Kostyleva, O. Kiselev, A. Bezbakh, V. Chudoba, V. Eremin, A. Fomichev, A. Gorshkov, S. Krupko, I. Mukha, I. Muzailevskii, C. Scheidenberger, P. Sharov. Acta Phys. Polonica B, **49**(3), 503 (2018). DOI: 10.5506/APhysPolB.49.503
- [9] O.A. Kiselev, I. Mukha, C. Nociforo, A. Prochazka, F. Schirru, H. Simon, I. Eremin, V. Eremin, N. Fadeeva, E. Terukov, Yu. Tuboltsev, E. Verbitskaya, A.A. Bezbakh, A.S. Fomichev, M.S. Golovkov, A.V. Gorshkov, A.G. Knyazev, D.A. Kostyleva, S.A. Krupko, R.S. Slepnev, N. Egorov, S. Golubkov. Proc. Int. Symp. on Exotic Nuclei (EXON2014), p. 607 (2015). ISBN 978-981-4699-45-7
- [10] J. Vesić, S. Saha, M. Górska, P. Boutachkov, G. Benzoni, J. Gerl, H. Weick, J. Winfield, S. Pietri, C. Nociforo, N. Pietralla, G. Guastalla, M. Winkler, H. Geissel. Nucl. Instrum. Meth. A, **1047**, 167714 (2023). DOI: 10.1016/j.nima.2022.167714
- [11] T. Dickel, Ch. Hornung, D. Amanbayev, S.A. San Andrés, S. Beck, J. Bergmann, H. Geissel, J. Gerl, M. Górska, L. Gröf, E. Haettner, J.-P. Hucka, D.A. Kostyleva, G. Kripko-Koncz, A. Mollaebrahimi, I. Mukha, S. Pietri, W.R. Plaß, Z. Podolyák, S. Purushothaman, Jianwei Zhao. Nucl. Instrum. Meth. B, **541**, 275 (2023). DOI: 10.1016/j.nimb.2023.05.018
- [12] Л.В. Григоренко, Б.Ю. Шарков, А.С. Фомичев, А.Л. Барбанов, В. Барт, А.А. Безбах, С.Л. Богомолов, М.С. Головков, А.В. Горшков, С.Н. Дмитриев, В.К. Еремин, С.Н. Ершов, М.В. Жуков, И.В. Калагин, А.В. Карпов, Т. Катаяма, О.А. Киселев, А.А. Коршенинников, С.А. Крупко, Т.В. Кулевой, Ю.А. Литвинов, Е.В. Лычагин, И.П. Максимкин, И.Н. Мешков, И.Г. Муха, Е.Ю. Никольский, Ю.Л. Парфенова, В.В. Пархомчук, С.М. Полозов, М. Пфюццнер, С.И. Сидорчук, Х. Симон, Р.С. Слепнев, Г.М. Тер-Акопян, Г.В. Трубников, В. Худоба, К. Шайденбергер, П.Г. Шаров, П.Ю. Шатунов, Ю.М. Шатунов, В.Н. Швецов, Н.Б. Шульгина, А.А. Юхимчук, С. Ярамышев УФН, **189**, 721 (2019). DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.07.03838>
- [13] C. Cazzaniga, M. Kastriotou, R.G. Alfa, P. Fernandez-Martinez, V. Wyrwoll, T. Minniti, Ch.D. Frost. Nucl. Instrum. Methods A, **985**, 164671 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164671>
- [14] G. Filatov, A. Slivin, A. Agarov et al. In Proc. 13th Int. Particle Acc. Conf. IPAC2022 (Bangkok, Thailand, 12–17 June 2022), JACoW Publishing, p. 3096. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2022-THPOMS054
- [15] N.N. Fadeeva, V. Eremin, E. Verbitskaya, I. Eremin, Yu. Vidimina. St. Petersburg Polytech. University. J. Phys. and Math., **16**(1.2), 295 (2023). <https://doi.org/10.18721/JPM.161.245>
- [16] S.M. Sze, K.K. Ng. *Physics of semiconductor devices*. 3rd edn (J. Wiley & Sons, Inc., Hoboken, N. J., 2007).

Редактор А.Н. Смирнов

## Physical justification for the time resolution limit of silicon planar detectors of long-range heavy ions

V.K. Eremin, N.N. Fadeeva, E.M. Verbitskaya, I.V. Eremin

Ioffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** A model of current outflow from the track plasma of a long-range heavy ion irradiating a silicon  $p^+-n-n^+$  detector is presented. Basing on the model, an analytical description of the process was obtained and its numerical simulation was performed. The results on the coordinate and temporal transformation of the electric field and carrier concentrations  $N_{pl}$  in plasma and the current signal shape show good quantitative agreement between the calculation and simulation data. The rise time of the current signal is not limited by the carrier outflow from the plasma and is controlled by the track creation time in few ps, which determines the physical limit of the detector time resolution when registering long-range ions. The signal decay contains two components, a fast polarization component associated with the formation of layers with high electric field near the  $p^+$ - and  $n^+$ -contacts, whose duration reduces from 480 to 100 ps as  $N_{pl}$  rises from  $1 \cdot 10^{15}$  to  $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , and a slow relaxation component, caused by the depletion of the electron-hole plasma in track.