

# Дрейфовый перенос носителей заряда в кремниевых $p^+ - n - n^+$ -структурах при температурах $\leq 100$ мК

© Е.М. Вербицкая<sup>1</sup>, И.В. Еремин<sup>1</sup>, А.А. Подоскин<sup>1</sup>, В.О. Сброжек<sup>2</sup>, С.О. Слипченко<sup>1</sup>,  
Н.Н. Фадеева<sup>1</sup>, А.А. Яблоков<sup>2</sup>, В.К. Еремин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексева,  
603155 Нижний Новгород, Россия

E-mail: elena.verbitskaya@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 11 сентября 2024 г.

В окончательной редакции 9 октября 2024 г.

Принята к публикации 13 октября 2024 г.

Методом переходного тока впервые проведено исследование дрейфового переноса носителей заряда в кремниевых  $p^+ - n - n^+$ -структурах при температурах  $T \leq 100$  мК. Измерены импульсные токовые фотоотклики структуры, обусловленные дрейфом генерированных лазером электронов и дырок в области электрического поля с напряженностью вплоть до  $10^4$  В/см. Установлено, что концентрация объемного заряда в  $n$ -области уменьшается до нескольких процентов от концентрации атомов фосфора. Этот факт свидетельствует о том, что влияние фононов на туннелирование электронов сквозь пониженный, согласно эффекту Пула-Френкеля потенциальный барьер атомов фосфора, становится неэффективным уже при  $T < 1.1$  К. Совокупность свойств  $p^+ - n - n^+$ -структуры переводит  $n$ -Si в электронейтральный изолятор с малым объемным зарядом и высокими подвижностями носителей, что важно для создания чувствительных элементов с внутренним тепловым усилением для детектора нейтрино.

**Ключевые слова:** кремниевая  $p^+ - n - n^+$ -структура, токовый фотоотклик, электрическое поле, фононно-стимулированное туннелирование, нейтрино.

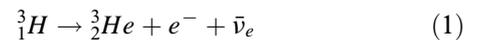
DOI: 10.61011/FTP.2024.08.59200.7067

## 1. Введение

Применение полупроводниковых приборов при температурах в десятые и сотые доли градуса Кельвина сформировалось в связи с задачей физики высоких энергий по поиску Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) как возможных кандидатов, ответственных за существование Темной Материи во Вселенной и способных взаимодействовать с твердотельной и жидкой средой [1–7]. Эксперименты по поиску WIMPs и исследованию космических нейтрино развиваются, например, коллаборациями Cryogenic Dark Matter Search (CDMS) [1–4] и Edelweiss [5], в которых используются кремниевые и германиевые болометрические детекторы, сигналом которых является изменение температуры их чувствительных элементов (ЧЭ) под воздействием зарегистрированной частицы. В обоих случаях полупроводниковые детекторы находятся при температуре в десятки мК, что обеспечивает чувствительность лучше 1 кэВ.

Аналогичную инструментальную базу планируется использовать в задаче изучения магнитного момента нейтрино, вошедшей в научное направление № 8 „Физика изотопов водорода“ научной программы Национального центра физики и математики (НЦФМ), г. Саров. Одним из проектов программы является развитие методов исследований в области нейтринной физики и нейтронно-избыточных ядер с использованием изотопов водорода и гелия для фундаментальной ядерной физики [8].

В его рамках в настоящее время готовится эксперимент с использованием интенсивного тритиевого источника антинейтрино согласно реакции [9]



с максимальной энергией нейтрино 18.6 кэВ и трех типов детекторов, в том числе криогенного кремниевое, работающего в диапазоне температур 10–50 мК, с ожидаемым порогом регистрации в единицы эВ. Его проведение позволит реализовать детектирование эффектов магнитного момента  $\mu_\nu$  электронного антинейтрино с чувствительностью  $(1.5–2.5) \cdot 10^{-12} \mu_B$  (где  $\mu_B$  — магнетон Бора), что на порядок лучше величины  $\sim 3 \cdot 10^{-11} \mu_B$  [5,10], достигнутой с использованием детекторов на основе жидкого ксенона и высокочистого германия при регистрации космических и реакторных нейтрино соответственно.

Критической характеристикой детекторов в планируемом эксперименте с нейтрино является их обнаружительная способность, определяемая массой поглотителя (т.е. вероятностью взаимодействия частицы с поглотителем) и соотношением сигнал/шум. В Программе 8 НЦФМ предполагается создание прототипа кремниевое детектора, в котором обеспечивается внутреннее тепловое усиление сигнала, что и должно повысить уровень его чувствительности. В таком детекторе регистрируемая частица в акте взаимодействия с материалом ЧЭ — кремнием (Si), являющимся поглотителем ее

энергии, образует как фононы, создающие первичный нагрев поглотителя, так и неравновесные носители заряда (ННЗ) — электроны и дырки. Получение внутреннего усиления основывается на эффекте Неганова-Трофимова-Люка [11,12], возникающем, когда в поглотителе создается электрическое поле с напряженностью  $F(x)$ , вызывающее дрейф ННЗ. В этом случае при дрейфе, например, электронов в точке с координатой  $x$  будет выделяться удельная энергия  $dE/dx = QF(x)$ , и при переносе носителей в области электрического поля между контактами чувствительному элементу передается дополнительная энергия  $\Delta E = QV$ , где  $Q$  — заряд каждой из компонент ННЗ и  $V$  — приложенное напряжение. Например, тепловой эффект  $\Delta E$  от рождения одной электронно-дырочной ( $e-h$ ) пары в ЧЭ, работающем при  $V = 1000$  В, достигнет 1000 эВ, что эквивалентно внутреннему усилению  $G \approx 1000/3.6 \approx 300$  (где 3.6 эВ — энергия образования  $e-h$ -пары). Реализация такого подхода максимально эффективна при соблюдении трех условий:

- электрическое поле существует во всем объеме поглотителя, т. е. вся масса кремниевого ЧЭ активна;

- время жизни ННЗ (в данном случае время их захвата на энергетические уровни атомов и дефектов в полупроводнике) много больше времени их дрейфа  $t_{dr}$  до соответствующих контактов;

- тепловая генерация  $e-h$ -пар в объеме ЧЭ и поверхностный ток утечки не повышают рабочую температуру ЧЭ за счет эффекта усиления и не создают интенсивную компоненту фоновых сигналов.

В Программе 8 кремний как материал ЧЭ был выбран с учетом перспективы развития эксперимента, в котором их общий вес может достигнуть 160 кг. Предполагается, что отдельный ЧЭ весом около 100 г будет иметь толщину рабочей области в несколько сантиметров, представлять собой  $p^+-i-n^+$ -структуру (где  $i$  — высокоомный кремний) и работать при напряжении вплоть до 1000 В. С учетом необходимости выпуска большого количества идентичных ЧЭ (в перспективе 1600 штук) их конструкция и технология изготовления предполагают максимально широкое использование процессов и оборудования современной микроэлектроники.

В этой концепции базовым вопросом является получение  $p^+-i-n^+$ -диодов, в которых при напряжении в сотни Вольт толщина области электрического поля  $W$  достигает единиц сантиметров. Так, существующий высокоомный чистый кремний  $n$ -типа проводимости ( $n$ -Si) с удельным сопротивлением  $\sim 10$  кОм·см характеризуется разностной концентрацией заряженных доноров и акцепторов (ионизованные атомы фосфора и бора соответственно с преобладанием первых)  $N_0 \approx 3.5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ . В стандартном для Si-детекторов диапазоне температур  $T$  от комнатной до 77 К при  $V = 1000$  В это приводит к ограничению  $W$  величиной 0.2 см, тогда как для достижения толщины 3–5 см требуется уменьшение  $N_0$  до  $\sim 1 \cdot 10^9$  см $^{-3}$ . Поэтому в проекте условие работы ЧЭ в диапазоне десятков мК, необходимое для минимизации

шума, предполагается использовать также для создания однородного электрического поля путем замораживания электронейтрального состояния кремния в  $i$ -области структуры, существующего при  $V = 0$ , и последующего приложения обратного напряжения. Важно отметить, что приложение напряжения к ЧЭ переводит структуру в нестационарное состояние, и электронейтральность кремния в  $i$ -области может сохраняться только при условии неизменности зарядового состояния каждого из существующих в ней акцепторных и донорных энергетических уровней, т. е. при постоянной времени эмиссии носителей с уровней, на порядки превышающей время непрерывной работы ЧЭ.

Цель работы заключается в исследовании дрейфового переноса носителей заряда в кремниевых  $p^+-n-n^+$ -структурах при температурах  $T \leq 100$  мК. Приведены формы фотооткликов структуры, измеренных с помощью техники переходного тока и вызванных дрейфом неравновесных электронов и дырок при приложении к структуре обратного напряжения и напряженности электрического поля до  $10^4$  В/см. На основе анализа формы фотооткликов выполнена оценка эффективной концентрации объемного заряда  $N_{eff}$  при  $T = 40$  и 100 мК. Показаны особенности формы сигналов при измерениях в более широком диапазоне температур 14 мК–4 К.

## 2. Экспериментальные образцы и техника измерения фотооткликов

В экспериментах использовались детекторные  $p^+-n-n^+$ -структуры, изготовленные на основе  $n$ -Si с удельным сопротивлением 7 кОм·см ( $N_0 \approx 6 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ ) и толщиной  $d = 300$  мкм. Сильно легированные плоскопараллельные  $p^+$ - и  $n^+$ -контактные слои были получены имплантацией атомов бора и фосфора соответственно, с концентрациями не менее  $10^{18}$  см $^{-3}$ , достаточными для вырождения материала. Контактный  $p^+$ -слой площадью  $2.5 \times 2.5$  мм $^2$  имел металлизацию в виде алюминиевой сетки с шириной линий 20 мкм и шагом 200 мкм и был окружен структурой  $p^+$ -колец для стабилизации вольт-амперных характеристик при комнатной температуре. В сплошной металлизации  $n^+$ -контакта размером  $6 \times 6$  мм (размер чипа) были протравлены окна площадью  $1 \times 1$  мм $^2$ , что необходимо для проведения измерений фотоотклика структуры на дрейф дырок. В исследованиях использовались два идентичных по топологии образца А и В.

Измерения токового отклика образцов при глубоком охлаждении были выполнены в Нижегородском государственном техническом университете (НГТУ) с использованием криостата растворения замкнутого цикла. На рабочем нижнем фланце криостата, который охлаждается до максимально низкой температуры, расположены исследуемые образцы, датчики температуры и тепловыделяющие элементы для ее стабилизации. Время

охлаждения криогенной головки от комнатной ( $\sim 20^\circ\text{C}$ ) до целевой температуры 30–50 мК составляло 20 ч.

Для исследования фотоотклика использовалась техника переходного тока (Transient Current Technique (ТСТ)) [13], в которой генерация  $e$ - $h$ -пар происходила путем облучения одного из контактов импульсами лазера. Регистрация импульсных сигналов осуществлялась цифровым осциллографом RIGOL MC08000 с аналоговым диапазоном 2 ГГц. Сигнал образца выводился на вакуумные SMA-разъемы теплого фланца криостата посредством четырех последовательно соединенных полужестких криогенных кабелей с волновым сопротивлением 50 Ом. Для прерывания поступления тепла на рабочий нижний фланец разъемы на концах кабелей имели тепловые контакты с четырьмя промежуточными внутренними фланцами криостата, находящимися при температурах 50, 4, 1 и 0.1 К. Общая длина криогенной кабельной линии составляла  $\sim 2$  м.

Электрические тесты показали устойчивую работу кабельной линии и криогенных держателей образцов при напряжении до 1000 В. Избыточных шумов, наводок и флуктуаций базовой линии не наблюдалось. Уровень шумового сигнала на входе осциллографа не превышал 0.1 мВ, что при входном сопротивлении осциллографа, равном 50 Ом, эквивалентно шумовому току  $\pm 2$  мкА.

Измерение токовых фотооткликов кремниевых  $p^+n-n^+$ -структур методом ТСТ проводилось с использованием лазеров с длиной волны  $\lambda$  составлявшей 670 либо 850 нм, и мощностью 25 и 2–10 Вт в пике при длительности импульсов 73 и 120 пс на уровне 0.5 их амплитуды соответственно. Процедура измерения полностью повторяла подготовительные операции, необходимые при вводе детектора в работу в физическом эксперименте с источником нейтрино. Все тесты с установленным в криостат образцом проводились при комнатной температуре. Охлаждение происходило при подключенном источнике напряжения, обеспечивающем на образце условие  $V = 0$ . После достижения целевой температуры и ее стабилизации обратное напряжение увеличивалось до необходимого значения, и одна из сторон структуры облучалась импульсами лазера. При фиксированной температуре напряжение изменялось в диапазоне 0–300 В. Отрицательное напряжение прикладывалось к  $p^+$ -контакту, с которого снимался сигнал, тогда как  $n^+$ -контакт был заземлен.

### 3. Импульсный фотоотклик кремниевых $p^+n-n^+$ -структур при дрейфе носителей заряда

Создание детекторов нейтрино большого объема и обладающих тепловым усилением требует полного обеднения Si  $p^+n-n^+$ -структур толщиной в несколько сантиметров, что, как отмечалось выше, возможно при уменьшении эффективной, т. е. разностной концентрации положительных и отрицательных заряженных примесей

и дефектов  $N_{\text{eff}}$  до  $\leq 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Компенсация кремния, например, радиационными дефектами с глубокими энергетическими уровнями в запрещенной зоне (ЗЗ) кремния неизбежно приводит к увеличению концентрации заряженных ловушек для ННЗ и, соответственно, к вероятности захвата ими носителей, что приводит к снижению полезного сигнала. Следует отметить, что в диапазоне температур жидкого гелия мелкие уровни атомов фосфора и бора также являются эффективными ловушками носителей заряда. Поэтому безальтернативным способом обеспечения близкой к нулю  $N_{\text{eff}}$  в области электрического поля является охлаждение детектора до температуры замораживания электронов и дырок на энергетических уровнях для всего ансамбля примесных атомов в условиях электронейтральности чувствительного объема при  $V = 0$  и последующей подачи напряжения. При этом кремний превращается в изолятор, в котором электрическое поле с напряженностью  $F = V/d$  будет однородно при любом  $V$ . Глубокое охлаждение всего детектора до десятков милликельвин также необходимо и для высокочувствительных болометрических измерений и в целом соответствует концепции детектирования нейтрино.

К сожалению, до настоящего времени для высокоомного кремния не существует надежных экспериментальных данных по его характеристикам при столь низких температурах. Так, исследование Si  $p^+n-n^+$ -детекторов, разрабатывавшихся для мониторинга пучка релятивистских протонов на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе, показало, что при охлаждении атомы фосфора в области электрического поля остаются положительно заряженными до  $T = 6$  К за счет уменьшения энергии ионизации  $E_i$  от 46 до 6 мэВ [13,14]. Этот факт не может быть объяснен только электростатическим эффектом Пула-Френкеля, связанным с уменьшением энергетического барьера для ионизации атомов фосфора в ЗЗ под воздействием электрического поля, что при  $T = 6$  К и  $F = 10$  кВ/см снижает барьер лишь до 23 мэВ и определяет ничтожно малую вероятность ионизации  $\sim 10^{-10} \text{ с}^{-1}$ . Поэтому экспериментально наблюдаемое ионизованное состояние атомов фосфора ниже 10 К может быть связано с туннелированием носителей сквозь потенциальный барьер примесного центра с участием фононов, приводящим к еще большему уменьшению  $E_i$ . Экстраполяция экспериментальных результатов для 6 К в область более низких температур может дать лишь оценочные данные, что мотивирует экспериментальное исследование зарядового состояния мелких примесей в высокочистом  $n$ -Si при целевой температуре работы чувствительного элемента детектора нейтрино, не превышающей 100 мК, в диапазоне электрических полей с напряженностью до 10 кВ/см.

Для измерения импульсного токового фотоотклика  $p^+n-n^+$ -структуры, содержащего информацию о дрейфо-

вом переносе ННЗ, необходимо выполнить следующие условия:

- длительность импульса лазера, генерирующего ННЗ, много меньше времени собирания носителей  $t_{col}$  на контакты структуры, что позволяет рассматривать дрейф ННЗ как пакета электронов либо дырок толщиной  $L_{gen}$ ;
- размер светового пятна, в пределах которого возбуждаются  $e$ - $h$ -пары, много больше толщины слоя их генерации и больше или, как минимум, соизмерим с расстоянием между  $p^+$ - и  $n^+$ -контактами структуры, что позволяет рассматривать дрейф в одномерной модели;
- постоянная времени входной цепи осциллографа много меньше времени дрейфа неравновесных носителей между контактами, а его аналоговый частотный диапазон позволяет наблюдать детали кинетики сигнала.

Важной характеристикой для анализа формы фотооткликов является толщина области, в которой происходит генерация ННЗ. Ввиду отсутствия экспериментальных данных для коэффициента поглощения света  $\alpha$  и, соответственно, глубины поглощения  $L_{gen} = \alpha^{-1}$  при столь низких температурах, ее определение вызывает затруднение. Оценка этого параметра при  $\lambda = 660$  нм и  $T = 1.9$  К дает  $L_{gen} \sim 10$ – $15$  мкм [15]. Однако для света с длиной волны 850 нм надежные данные относительно  $\alpha$  ограничены снизу температурой  $T = 77$  К, где  $\alpha \approx 600$  см $^{-1}$  и, соответственно,  $L_{gen} \approx 17$  мкм [16]. Поскольку  $\alpha$  уменьшается при понижении температуры, то при  $T \leq 100$  мК следует ожидать увеличения  $L_{gen}$ , предположительно, до нескольких десятков микрометров.

Поэтому при  $\lambda = 670$  нм процесс дрейфа облака неравновесных электронов или дырок аналогичен дрейфу тонкого параллельного электродам структуры пакета носителей с зарядом  $q$  в области электрического поля с напряженностью  $F(x)$ , образованной приложенным к структуре напряжением. При таких условиях значение переходного тока  $i$  при движении заряда  $q$  в точке с координатой  $x$  в момент времени  $t$  определяется теоремой Рамо-Шокли и выражается как [17]

$$i(x) = qF_w(x)\mu(F, T)F(x), \quad (2)$$

где  $\mu$  — подвижность носителей, зависящая от  $F$  и  $T$ ,  $x$  — координата, нормальная к поверхности образца, и  $F_w$  — напряженность весового электрического поля, которое определяет эффективность индукции заряда на контакт, на котором регистрируется сигнал, в результате изменения координаты заряда как  $dx/dt = \mu(x)F(x)$ .  $F_w(x)$  рассчитывается как напряженность электрического поля в точке нахождения заряда при приложении к этому контакту напряжения  $V = 1$  В и заземлении остальных контактов. В общем случае  $F_w$  зависит от их геометрии, а для структуры с двумя плоскопараллельными контактами  $F_w = 1/d$ . Из выражения (2) следует, что в случае однородного поля, т. е. постоянной скорости дрейфа  $v_{dr} = \mu F(x)$ , ток должен быть постоянным в любой момент времени  $0 < t < t_{dr}$ , где  $t_{dr}$  — время дрейфа носителей.

Для  $p^+n$ - $n^+$ -структуры с однородным электрическим полем  $\text{div} F = 0$ , а следовательно, и  $N_{eff}$  в области электрического поля равна нулю. При  $N_{eff}$ , отличной от нуля и не зависящей от координаты, а также при отсутствии зависимости подвижности от  $F$  ток на вершине импульса достигает максимума и далее экспоненциально спадает с постоянной времени дрейфа  $\tau_{dr}$ , определяемой эффективной концентрацией. Так, при дрейфе пакета электронов токовый импульс выражается как

$$i_e(t) = \frac{q}{d} \mu_e F(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{dr}}\right), \quad (3)$$

где  $F(0)$  — напряженность электрического поля у  $p^+$ -контакта, а  $\tau_{dr}$  зависит от подвижности:

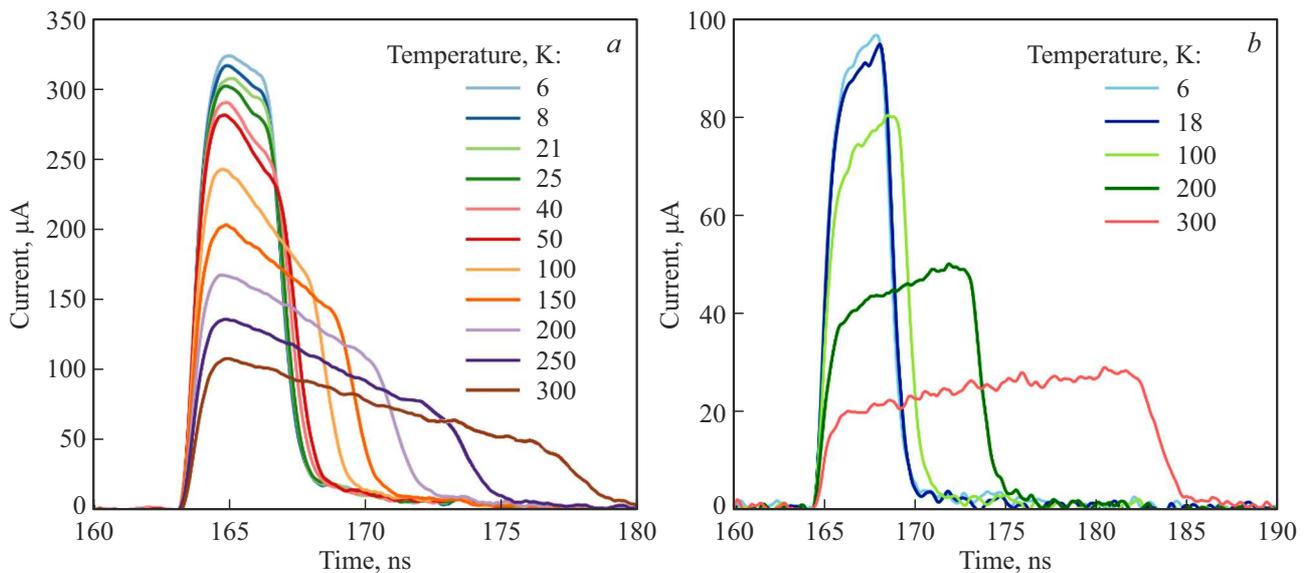
$$\tau_{dr} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e \mu_e N_{eff}}, \quad (4)$$

где  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_0$  — диэлектрические постоянные кремния и вакуума соответственно,  $e$  — элементарный заряд. Следовательно, знак производной  $di(t)/dt$  на вершине импульса зависит от знака объемного заряда в области дрейфа. Связь  $i(t)$  с  $N_{eff}$  широко используется в исследованиях детекторов ядерных излучений методом ТСТ при слабой зависимости подвижности носителей заряда от  $F$ . В области температур в сотни милликельвин и ниже экспериментальные данные относительно  $\mu(F)$  и  $v_{dr}(F)$  отсутствуют, однако для последней объективный тренд к ее насыщению до величины  $\sim (1-1.4) \cdot 10^7$  см/с [18] должен приводить к снижению зависимости  $v_{dr}(x)$  и уплощению вершины импульса тока.

На рис. 1 в качестве примера приведены экспериментальные токовые отклики кремниевой  $p^+n$ - $n^+$ -структуры, облучаемой лазером с длиной волны 660 нм, при ее охлаждении от 300 до 6 К [13,19]. Согласно выражению (3), в  $p^+n$ - $n^+$ -структуре с положительной  $N_{eff}$  (напряженность электрического поля максимальна у  $p^+$ -контакта) импульсы, вызванные дрейфом электронов от  $p^+$ - к  $n^+$ -контакту, должны иметь вершину, демонстрирующую спад тока, тогда как при дрейфе дырок от  $n^+$ -контакта, где  $F$  минимальна, ток будет возрастать, что полностью соответствует рис. 1, *a* и *b*. Следует обратить внимание на то, что длительность импульсов отчетливо ограничена моментами начала дрейфа пакетов носителей (генерация  $e$ - $h$ -пар) и достижения ими противоположного контакта и уменьшается с понижением температуры в силу увеличения подвижности носителей.

#### 4. Экспериментальные результаты по фотоотклику кремниевых $p^+n$ - $n^+$ -структур при $T \leq 1$ К

Исследование токовых фотооткликов кремниевой структуры было проведено в двух температурных диапазонах: детальные измерения при  $T \leq 100$  мК, что



**Рис. 1.** Экспериментальные токовые импульсы кремниевой  $p^+n-n^+$ -структуры толщиной 300 мкм на основе  $n$ -Si с удельным сопротивлением  $10 \text{ кОм} \cdot \text{см}$  при различных температурах: *a* — дрейф электронов,  $V = 50$  В; *b* — дрейф дырок,  $V = 100$  В,  $\lambda = 660$  нм. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

включает целевую рабочую температуру Si чувствительных элементов, и измерения в расширенном диапазоне температур 14 мК–4 К.

На рис. 2 показаны токовые фотоотклики для образца А в диапазоне напряжений 0–90 В и  $T = 100$  мК при генерации  $e$ - $h$ -пар лазером с длиной волны 670 нм (энергия квантов 1.85 эВ). Серии импульсов, представленные на рис. 2, *a* и *b*, возникают в результате дрейфа электронов и дырок при облучении  $p^+$ - и  $n^+$ -контактов соответственно. Характерные особенности импульсов, связанные с целью исследования, состоят в следующем.

– Токовые отклики  $i(t)$  содержат 4 участка: быстрое нарастание сигнала в момент генерации  $e$ - $h$ -пар, плавный рост тока на вершине импульса, резкий спад и последующее медленное уменьшение сигнала. Длительность импульсов сокращается при возрастании напряжения и при максимальном  $V = 90$  В составляет 4–4.5 нс.

– Моменты возникновения тока соответствуют моменту начала дрейфа пакетов носителей, т.е. отрыва пакета электронов от  $p^+$ -контакта и дырок от  $n^+$ -контакта.

– При напряжении 5 В на фронте импульса, показанного на рис. 2, *a*, наблюдается небольшой пик, который может быть связан с визуализацией тока дрейфа дырок из слоя генерации ННЗ у  $p^+$ -контакта. Его длительность составляет  $\sim 1$  нс и определяется временем ухода дырок из слоя генерации толщиной  $\sim 10$  мкм в прилегающий  $p^+$ -контакт. При больших напряжениях пик не виден в силу роста тока электронов и уменьшения длительности импульсов.

– Момент начала спада импульса на рис. 2, *a* соответствует достижению пакетом электронов  $n^+$ -контакта, т.е. началу уменьшения заряда, дрейфующего в области электрического поля. Независимо от формы вершины

импульса быстрый спад фотоотклика наблюдается практически при всех  $V$ , что является прямым свидетельством переноса пакета электронов от  $p^+$ -контакта до  $n^+$ -контакта.

– Близкие формы токовых импульсов наблюдаются и при дрейфе пакета дырок, т.е. когда генерация ННЗ происходит вблизи  $n^+$ -контакта (рис. 2, *b*). Вершина импульсов также характеризуется ростом тока во времени и последующим резким спадом. Особенности импульса включают субнаносекундное время нарастания фронта, формируемого уже при  $V = 2$  В, и резкий спад тока при этом напряжении, что соответствует достижению  $p^+$ -контакта пакетом дырок. Такой характер спада импульсов не зависит от типа дрейфующих носителей и является прямым следствием существования электрического поля во всей области между контактами.

– Формы фотооткликов с нарастанием тока во времени, возникающие при дрейфе пакетов как электронов, так и дырок, качественно одинаковы. Однако они отличаются от П-образной формы импульсов, ожидаемой для однородного распределения  $F(x)$  при замораживании носителей на энергетических уровнях атомов мелких примесей в  $n$ -области образца.

– Наблюдаемый рост тока во времени в формальной интерпретации формы импульса как  $i \propto q\mu F$  (выражение (2)) приводит либо к зависимости знака  $dF/dx$  от знака заряда дрейфующих носителей, что представляется парадоксальным, либо по неочевидным причинам требует роста заряда во времени.

Факт существования электрического поля во всей структуре уже при  $V \approx 2$ –4 В свидетельствует о концентрации  $N_{\text{эф}} = 2.9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , что следует из выражения

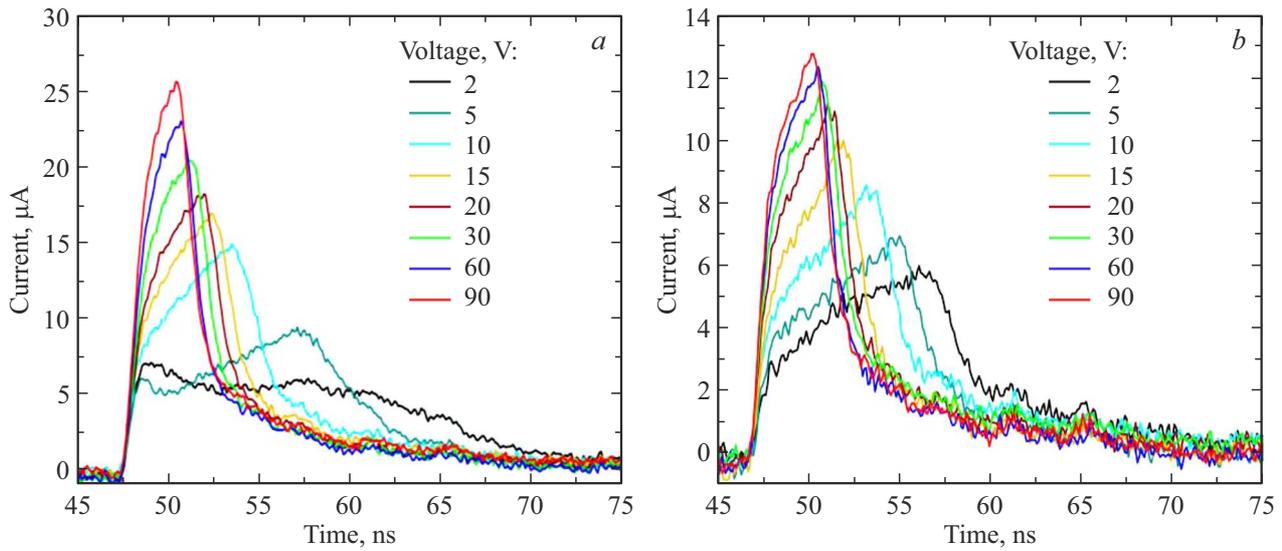


Рис. 2. Фотоотклики образца А при дрейфе электронов и дырок (*a* и *b* соответственно).  $\lambda = 670$  нм,  $T = 100$  мК.

для протяженности области электрического поля в  $p^+$ - $n$ -переходе  $W$ , равной  $d$ , и напряжении полного обеднения  $V_{fd} \approx 2V$ :

$$d = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0 V_{fd}}{eN_{\text{eff}}} \right)^{0.5}. \quad (5)$$

Перечисленные особенности формы фотоотклика и оценка  $N_{\text{eff}}$ , дающая значение в  $\sim 20$  раз меньше, чем измеренная при комнатной температуре концентрация  $N_0$ , являются прямым свидетельством близкого к электронейтральности зарядового состояния ансамбля мелких донорных и акцепторных уровней в высокоомном  $n$ -Si уже при  $T = 100$  мК.

В связи с важностью этого вывода аналогичные измерения были проведены на кремниевой  $p^+$ - $n$ - $n^+$ -структуре, выполненной на  $n$ -Si, перспективном для изготовления детектора нейтрино большой массы (образец В). При этом использовался лазер с длиной волны 670 нм, создававший импульс большей мощности (25 мВт) при сохранении его длительности. Формы токового отклика для данного образца при подаче лазерного импульса на  $n^+$ -контакт, что обеспечивает максимальную чувствительность к наличию электрического поля в области его возможного минимума, представлены на рис. 3. Измерения выполнялись в диапазоне напряжений 0–300 В при  $T = 40$  мК, соответствующей целевой температуре.

Формы сигналов при существенно лучшем соотношении сигнал/шум аналогичны показанным на рис. 2, *b*. Как и для образца А, сигнал с субнаносекундным фронтом и резким спадом регистрируется уже при напряжении 2.2 В, что показывает существование электрического поля у  $n^+$ -контакта с напряженностью, достаточной для эффективного дрейфа дырок. Наблюдается отмеченный выше парадокс, состоящий в том, что наклон вершины импульсов, так же как и для образца А, формально

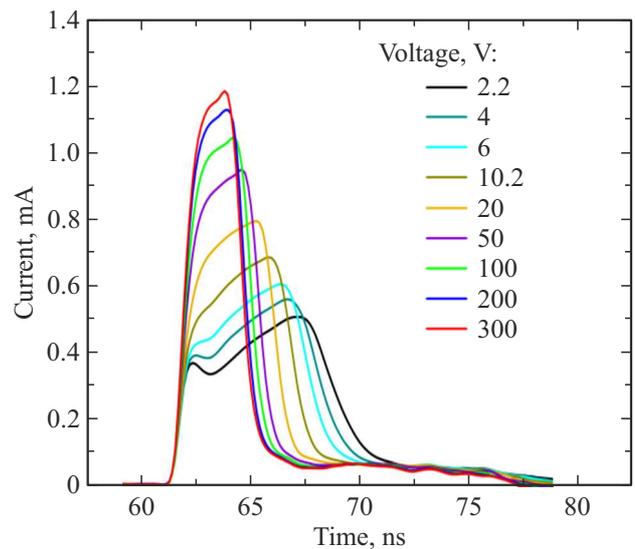


Рис. 3. Фотоотклики образца В при воздействии лазерного импульса на  $n^+$ -контакт.  $T = 40$  мК,  $\lambda = 670$  нм.

соответствует отрицательной  $N_{\text{eff}}$  и практически не зависит от напряжения. При большей концентрации генерированных ННЗ в серии импульсов на рис. 3 при  $V \leq 6$  В после резкого возрастания сигнала наблюдается пик, соответствующий дрейфу электронов из слоя их генерации к близлежащему  $n^+$ -контакту (отсутствует на рис. 2, *b*).

Этот же образец был исследован при воздействии лазера с длиной волны света 850 нм (энергия квантов 1.46 эВ), что обеспечивает большую протяженность пакета генерированных носителей по сравнению с  $\lambda = 670$  нм. Поэтому при облучении светом любого из контактов импульсный сигнал формируется в результате

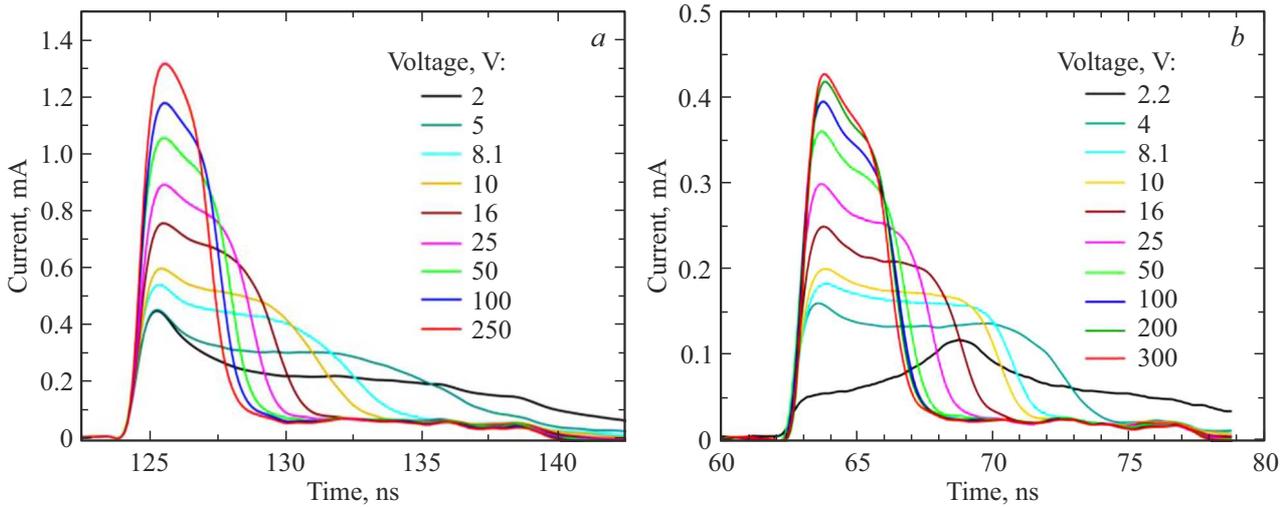


Рис. 4. Фотоотклики образца В при облучении  $p^+$ - и  $n^+$ -контактов ( $a$  и  $b$  соответственно).  $T = 40$  мК,  $\lambda = 850$  нм.

дрейфа как электронов, так и дырок при различном парциальном вкладе в сигнал каждого типа носителей. Для формы фотооткликов характерны те же 4 участка, упомянутые выше; вместе с тем имеются существенные отличия.

– Резкий спад тока наблюдается начиная с напряжений 8 и 4 В (рис. 4,  $a$  и  $b$  соответственно).

– Упомянутые выше пики у фронта импульса прослеживаются практически во всем диапазоне напряжений при воздействии света на  $n^+$ -контакт и лишь при  $V \leq 25$  В для  $p^+$ -контакта.

– Наклоны вершин импульсов являются одинаковыми при облучении обоих контактов, но в отличие от рис. 2 и 3 показывают уменьшение тока во времени. Последнее, по-видимому, связано с тем, что при  $\lambda = 850$  нм уход части протяженных пакетов носителей из области дрейфа в контакты уже на ранних стадиях приводит к уменьшению дрейфующего заряда  $q$  и тока соответственно выражению (2). Изменение наклона вершины импульсных фотооткликов является главным различием в воздействии света с длиной волны 670 и 850 нм.

На рис. 5 показано постоянство собранного заряда  $Q_{col}$  для образца В при росте напряжения в диапазоне 0–300 В,  $T = 40$  мК и различных  $\lambda$  заряд получен интегрированием тока в диапазоне времени полного собирания носителей  $\sim 15$  нс. Использование выражения (5) при средней величине  $V_{fd} = 3$  В дает оценку эквивалентной концентрации  $N_{eff,eq} \approx 4.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  ( $\sim 7\%$  от величины  $N_0$ ), что сопоставимо с  $N_{eff}$ , определенной выше. Следует отметить, что  $Q_{col}$  при условии отсутствия потерь дрейфующего заряда определяется числом генерированных ННЗ, т.е. энергией лазерного импульса, поглощенной в образце, и геометрий падения светового пятна на чувствительную поверхность образца. Контроль неизменности этих факторов в проведенных экспериментах был невозможен, что не допускает кор-

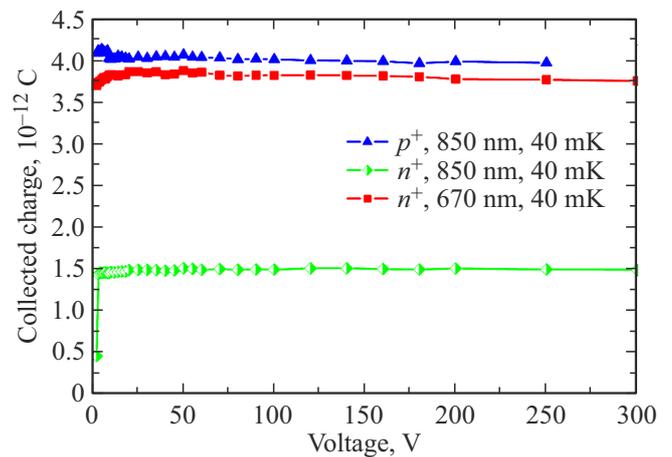
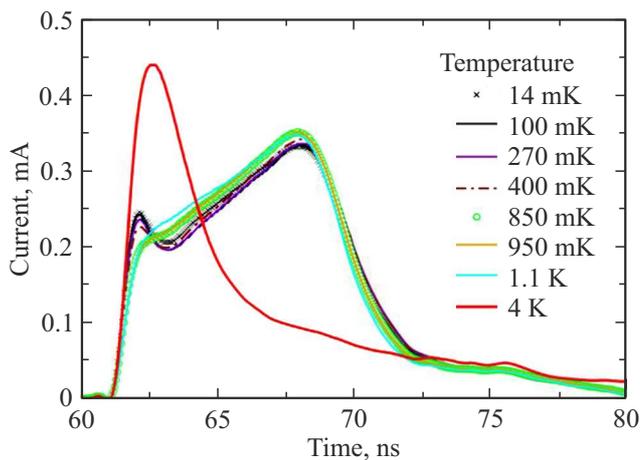


Рис. 5. Зависимость собранного заряда от напряжения для образца В при различных  $\lambda$ .

ректного сравнения абсолютных величин  $Q_{col}$ . Исходя из величины  $Q_{col} \approx 4 \cdot 10^{-12}$  Кл, энергия излучения лазеров, поглощаемая в образцах, составляет  $7.4 \cdot 10^{-12}$  и  $5.8 \cdot 10^{-12}$  Дж для  $\lambda$ , равных 670 и 850 нм соответственно.

Дополнительно было проведено измерение фотооткликов образца В при воздействии света с длиной 670 нм на  $p^+$ -контакт в процессе увеличения температуры от 14 мК до 4 К (рис. 6). В этом интервале возможен переход  $n$ -области структуры от состояния, близкого к изолятору, к стандартному для температур, вызывающих термическую ионизацию атомов фосфора в области электрического поля. В результате  $N_{eff}$  становится равной  $N_0$ , что должно вызывать изменение формы фотоотклика при малых напряжениях.

Результаты измерений показали, что при  $V = 7$  В форма импульсов, связанных с дрейфом электронов, оста-



**Рис. 6.** Влияние температуры на фотоотклик образца В при воздействии света на  $p^+$ -контакт.  $V = 7$  В,  $\lambda = 670$  нм.

ся неизменной в диапазоне  $T = 14\text{--}400$  мК и аналогична показанной на рис. 2, а, что соответствует концентрации ионизованных атомов фосфора в несколько % от  $N_0$ . Дальнейшее повышение температуры до 1.1 К приводит к некоторому снижению темпа роста тока при той же длительности импульсов и исчезновению пика вблизи фронта фотоотклика, интерпретированного выше как ток дрейфа дырок из пакета ННЗ к  $p^+$ -контакту.

К сожалению, в силу особенности конструкции криостата процесс повышения температуры фланца с держателем образца происходил неуправляемо и достаточно быстро (за время  $< 1$  мин), что не позволило детально документировать изменение формы сигнала с температурой. Представленный на рис. 6 фотоотклик при  $T = 4$  К демонстрирует кардинальное изменение его формы — превращение вершины импульса в пик. После быстрого роста сигнала в течение  $\sim 1$  нс до пикового значения наблюдается его плавный длительный спад, характерный для частичного обеднения  $p^+n-n^+$ -структуры и качественно соответствующий выражению (3). Таким образом, при  $T = 4$  К  $N_{\text{eff}}$  является положительной и существенно возрастает в связи с ионизацией значительной доли атомов фосфора, вследствие чего исчезает состояние электронейтральности объема  $n$ -Si.

Полученные данные коррелируют с результатами [13,19], показавшими, что в области электрического поля при снижении температуры вплоть до 6 К эффективная концентрация остается равной  $N_0$ , а энергия ионизации атомов фосфора уменьшается до 6 мэВ за счет фоннонно-стимулированного туннелирования электронов сквозь потенциальный барьер атомов фосфора. Результаты данной работы показывают, что критическая температура, ниже которой механизм туннельно-стимулированной эмиссии становится неэффективным, лежит в диапазоне 1–4 К.

## 5. Заключение

Исследование дрейфового переноса носителей заряда в кремниевых  $p^+n-n^+$ -структурах толщиной 300 мкм в диапазоне температур 14 мК–4 К, в который входит целевая для создания чувствительных элементов детектора нейтрино температура 30–50 мК, было выполнено методом переходного тока с использованием импульсных лазеров и приложении к структуре обратного напряжения. Было показано, что формы экспериментальных токовых фотооткликов определяются дрейфом неравновесных электронов и дырок, генерируемых при облучении лазерами. Установлено, что при  $T \leq 100$  мк величина  $N_{\text{eff}}$  в  $n$ -Si составляет лишь несколько процентов от концентрации атомов фосфора, что является главным результатом исследования. Формы фотооткликов, измеренные в расширенном диапазоне температур 14 мК–4 К, показали, что влияние фононов на туннелирование электронов сквозь пониженный, согласно эффекту Пула-Френкеля, потенциальный барьер атомов фосфора при напряженности электрического поля до  $10^4$  В/см, приводящее к уменьшению  $N_{\text{eff}}$ , становится неэффективным при температуре ниже 1.1 К. Это подтверждается резким характером спада импульсных сигналов уже при напряжениях  $\sim 2\text{--}4$  В, что соответствует распространению области электрического поля по всей толщине структуры.

Совокупность этих свойств позволяет рассматривать кремний в чувствительном объеме детектора как полупроводник, близкий к электронейтральному изолятору, но с высокой подвижностью электронов и дырок, что является необходимым для создания кремниевых чувствительных элементов с внутренним тепловым усилением для детектора нейтрино. При  $T \leq 100$  мК наклон вершины токовых импульсов, формально характеризующий знак эффективного заряда, зависит от длины волны света лазеров, объяснение чего в настоящий момент является затруднительным и требует дополнительных экспериментов.

Результаты исследования являются новыми для физики полупроводниковых приборов, поскольку рассматривается функционирование кремниевых  $p^+n-n^+$ -структур в ранее не исследованной области температур и при высокой напряженности электрического поля.

## Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 8 „Физика изотопов водорода“.

## Благодарности

Авторы выражают искреннюю благодарность А.Ф. Кардо-Сысоеву и Г.Г. Зегре за интерес к исследованиям и дискуссию при обсуждении результатов.

## Список литературы

- [1] S. Cebrián. J. Phys.: Conf. Ser., **2502**, 012004 (2023). DOI: 10.1088/1742-6596/2502/1/012004
- [2] M.F. Albakry, I. Alkhatib, D.W.P. Amaral, T. Aralis, T. Aramaki, I.J. Arnquist, I. Ataee Langroudy, E. Azadbakht, S. Banik, C. Bathurst, D.A. Bauer, R. Bhattacharyya, P.L. Brink, R. Bunker, B. Cabrera et al. Phys. Rev. D, **105**, 112006 (2022). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.112006>
- [3] D.W. Amaral, T. Aralis, T. Aramaki, I.J. Arnquist, E. Azadbakht, S. Banik, D. Barker, C. Bathurst, D.A. Bauer, L.V.S. Bezerra, R. Bhattacharyya, T. Binder, M.A. Bowles, P.L. Brink, R. Bunker et al. Phys. Rev. D, **102**, 091101(R) (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.091101>
- [4] Q. Arnaud, E. Armengaud, C. Augier, A. Benoît, L. Bergé, J. Billard, A. Broniatowski, P. Camus, A. Cazes, M. Chapellier, F. Charlieux, M. De Jésus, L. Dumoulin, K. Eitel, E. Elkhoury et al. Phys. Rev. Lett., **125**, 141301 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.141301>
- [5] J. Aalbers, S.S. AbdusSalam, K. Abe, V. Aerne, F. Agostini, S. Ahmed Maouloud, D.S. Akerib, D.Y. Akimov, J. Akshat, A.K. Al Musalhi, F. Alder, S.K. Alsum, L. Althueser, C.S. Amarasinghe, F.D. Amaro et al. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **50**, 013001 (2023). <https://doi.org/10.1088/1361-6471/ac841a>
- [6] E. Aprile, J. Aalbers, K. Abe, S. Ahmed Maouloud, L. Althueser, B. Andrieu, E. Angelino, J.R. Angevaere, V.C. Antochi, D. Antyn Martin, F. Arneodo, M. Balata, L. Baudis, A.L. Baxter, M. Bazyk et al. arXiv:2402.10446v1 [physics.ins-det] 16 Feb 2024.
- [7] V.A. Allakhverdyan, A.D. Avrorin, A.V. Avrorin, V.M. Aynutdinov, R. Bannasch, Z. Bardáčová, I.A. Belolaptikov, I.V. Borina, V.B. Brudanin, N.M. Budnev, V.Y. Dik, G.V. Domogatsky, A.A. Doroshenko, R. Dvornický, A.N. Dyachok et al. PoS(ICRC2021)1144.
- [8] А.А. Юхимчук, А.Н. Голубков, И.П. Максимкин, И.Л. Малков, О.А. Москалев, Р.К. Мусьяев, А.А. Селезнев, Л.В. Григоренко, В.Н. Трофимов, А.С. Фомичев, А.В. Голубева, В.Н. Вербецкий, К.А. Кузаков, С.В. Митрохин, А.И. Студеникин, А.П. Ивашкин, И.И. Ткачев. ФИЗМАТ, **1** (1), 5 (2023). DOI: 10.56304/S2949609823010057
- [9] Y. Giomataris, J.D. Vergados. Nucl. Instrum. Meth. A, **530**, 330 (2004). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.04.223>
- [10] G. Beda, V.B. Brudanin, V.G. Egorov, D.V. Medvedev, V.S. Pogosov, M.V. Shirchenko, A.S. Starostin. Advances in High Energy Phys., **2012**, 350150. DOI: 10.1155/2012/350150
- [11] Б.С. Неганов, В.Н. Трофимов. Способ калориметрического измерения ионизирующих излучений. Патент СССР № 1037771.
- [12] P.N. Luke. J. Appl. Phys., **64**, 6858 (1988). <https://doi.org/10.1063/1.341976>
- [13] V. Eremin, A. Shepelev, E. Verbitskaya, C. Zamantzas, A. Galkin. J. Appl. Phys., **123**, 204501 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5029533>
- [14] A. Shepelev, V. Eremin, E. Verbitskaya. J. Phys.: Conf. Ser., **1697**, 012067 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1697/1/012067
- [15] V. Eremin, A. Shepelev, E. Verbitskaya. JINST, **17**, P11037 (2022). DOI: 10.1088/1748-0221/17/11/P11037
- [16] S.M. Sze, K.K. Ng. *Physics of semiconductor devices*. 3rd edn (J. Wiley & Sons, Inc., Hoboken-N. J., 2007).
- [17] S. Ramo. Proc. IRE, **27**, 584 (1939).
- [18] C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, A.A. Quaranta. Solid-State Electron., **20**, 77 (1977).
- [19] А.С. Шепелев. Канд. дис. (СПб., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 2023).

Редактор Г.А. Оганесян

### Drift transport of charge carriers in silicon $p^+-n-n^+$ structures at temperatures $\leq 100$ mK

E.M. Verbitskaya<sup>1</sup>, I.V. Eremin<sup>1</sup>, A.A. Podoskin<sup>1</sup>, V.O. Zbrozhek<sup>2</sup>, S.O. Slipchenko<sup>1</sup>, N.N. Fadeeva<sup>1</sup>, A.A. Yablokov<sup>2</sup>, V.K. Eremin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ioffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia  
<sup>2</sup> Alekseev State Technical University,  
603155 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** For the first time, the transient current technique is used to study the drift transport of charge carriers in silicon  $p^+-n-n^+$  structures at temperatures  $T \leq 100$  mK. The pulse current responses of the structure caused by the drift of laser-generated electrons and holes in the region of the electric field up to  $10^4$  V/cm are measured. It is found that the space charge concentration in the  $n$ -region decreases to a few percent of the phosphorus atom concentration. This fact indicates that the influence of phonons on the electron tunneling through the potential barrier of phosphorus atoms, reduced according to the Poole-Frenkel effect, becomes ineffective already at  $T < 1.1$  K. The combination of the  $p^+-n-n^+$  structure properties converts  $n$ -Si into an electrically neutral insulator with a small space charge and high carrier mobilities, which is important for building sensitive elements with internal thermal gain for a neutrino detector.