

Температурные отклики кремниевого чувствительного элемента болометрического детектора антинейтрино

© Е.М. Вербицкая¹, И.В. Еремин¹, Н.Н. Фадеева¹, В.К. Еремин¹,
А.А. Яблоков², А.В. Гордеева², И.Д. Исаков^{1,3}

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

² Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева,
603155 Нижний Новгород, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),
197022 Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в Редакцию 3 августа 2026 г.

В окончательной редакции 22 августа 2026 г.

Принята к публикации 25 сентября 2026 г.

Представлены результаты исследования температурных откликов кремниевого чувствительного элемента на основе $p^+ - n - n^+$ -структуры, связанного с задачей создания болометрического детектора антинейтрино. Измерения откликов выполнены при температуре чувствительного элемента < 100 мК, напряженности электрического поля в n -области до 5 кВ/см, создаваемой приложением к структуре обратного напряжения до 150 В, и генерации неравновесных электронно-дырочных пар лазерным симулятором частиц. Показано, что при дрейфе неравновесных электронов форма температурных откликов сохраняется, а выделяемая в чувствительном элементе вследствие эффекта Джоуля энергия позволяет получить внутреннее тепловое усиление сигнала до 9.5 раз при 150 В. Результаты могут быть использованы при разработке чувствительных элементов болометрических детекторов.

Ключевые слова: кремниевый чувствительный элемент, болометрический детектор, антинейтрино, температурный отклик, внутреннее тепловое усиление.

DOI: 10.61011/FTP.2026.08.63953.8892

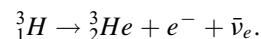
1. Введение

Использование полупроводниковых приборов при температурах T в десятки и сотые доли градуса Кельвина в настоящее время активно поддерживается задачами физики высоких энергий по поиску Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) как возможных кандидатов, ответственных за существование темной материи во Вселенной и способных взаимодействовать с твердой и жидкой средой [1–5]. Так, для регистрации космических частиц в коллаборациях Cryogenic Dark Matter Search (CDMS) и Edelweiss применяются кремниевые (Si) и германиевые (Ge) болометрические детекторы, работающие при температуре в десятки мК, сигналом которых является изменение температуры чувствительного элемента (ЧЭ, sensitive element (SE)), вызванное зарегистрированной частицей.

Инструментальная база на основе полупроводниковых болометрических детекторов также используется в задаче регистрации нейтрино и антинейтрино, образующихся в ядерных реакциях или испускаемых тритиевыми источниками. Например, в проекте GEMMA для регистрации реакторных нейтрино создан детектор на основе высокочистого Ge (HP Ge) массой ~ 1.5 кг [6].

Кремниевые болометрические детекторы планируется использовать и в рамках программы № 8 Национального центра физики и математики (НЦФМ), г. Саров [7]. Од-

ним из проектов программы является развитие методов исследований в области нейтринной физики, для чего готовится эксперимент с использованием интенсивного тритиевого источника антинейтрино, возникающих в реакции [8]



Одной из целей программы является достижение на порядок лучшей чувствительности при определении величины магнитного момента нейтрино (антинейтрино) по сравнению с достигнутой в эксперименте GEMMA.

Разрабатываемые детекторы должны функционировать в режиме, обеспечивающем генерацию в ЧЭ дополнительной тепловой энергии ΔE , называемом режимом внутреннего теплового усиления сигнала (ВТУС) [9,10]. Принцип генерации энергии ΔE состоит в том, что взаимодействующая с кремниевым ЧЭ на основе $p^+ - n - n^+$ -структуры частица, кроме передачи ему части своей энергии, образует неравновесные электронно-дырочные ($e-h$) пары. При наличии в объеме ЧЭ электрического поля эти неравновесные носители заряда (ННЗ) будут дрейфовать, выделяя энергию (т. е. джоулево тепло), пропорциональную пройденной ими разности потенциалов. Таким образом, в эксперименте температурный сигнал в режиме ВТУС содержит дополнительную компоненту, возникающую за счет того, что дрейф генерированных у p^+ -контакта электронов в электрическом поле сопровождается процессом многократного рассеяния вдоль

траектории их движения с передачей энергии, приобретенной на длине свободного пробега, атомам кристаллической решетки кремния. Это приводит к последовательному многоактному выделению энергии по мере достижения электронами n^+ -контакта. Соответственно, температурный сигнал болометрического детектора возрастает, что способствует увеличению чувствительности детектора.

Описанный принцип может быть в полной мере реализован в ЧЭ при условии, что приложенное напряжение создает электрическое поле во всем его объеме, а транспортные характеристики ННЗ, в частности времена жизни носителей заряда, позволяют осуществить их дрейфовый перенос с минимальными потерями заряда, связанными с их захватом в объеме ЧЭ. Первое при толщине ЧЭ в несколько сантиметров может быть реализовано только при условии, что разностная концентрация N_{eff} заряженных мелких доноров и акцепторов (атомов фосфора и бора соответственно) в объеме ЧЭ не превышает 10^{10} см^{-3} . В отличие от НР Ge с концентрациями мелких примесей, близкими к указанному значению, в высокочистом Si их концентрации на порядок выше. Поэтому в кремниевом ЧЭ обеспечение столь низкого значения N_{eff} может быть достигнуто лишь путем замораживания состояния электронейтральности, возникающего при глубоком охлаждении кремния и сохраняющегося в рабочем режиме, т.е. после подачи напряжения на ЧЭ. В исследованиях, выполненных нами ранее, было показано, что состояние электронейтральности объема Si p^+-n-n^+ -структуры при обратном напряжении V сохраняется лишь при температуре ниже 800 мК [11], что позволяет создать электрическое поле во всем объеме ЧЭ толщиной в единицы см даже при рабочем напряжении в несколько вольт. Реализация второго условия — низкого темпа уменьшения количества ННЗ при их дрейфе в ЧЭ — возможна при достаточно высоких значениях постоянных времени захвата электронов τ_{tr-e} и дырок τ_{tr-h} , что также требует высокой примесной чистоты и совершенства кристаллической структуры кремния. Характерные величины τ_{tr} в кремнии при температуре в десятки мК понижаются более чем на 3 порядка по сравнению с τ в единицы миллисекунд при комнатной температуре и составляют лишь сотни наносекунд [12] даже для высокочистого материала, что ограничивает толщину ЧЭ.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований температурных откликов кремниевого ЧЭ в диапазоне температур T ниже 100 мК и анализ влияния приложенного напряжения на их форму и амплитуду.

2. Экспериментальная установка и процедура измерений

Исследование температурных откликов было выполнено для ЧЭ, представляющего собой p^+-n-n^+ -

структуру на основе высокочистого n -Si и имеющего размеры 12×12 мм, толщину $d = 300$ мкм и соответственно массу 0.11 г. p^+ -Контакт был металлизирован слоем алюминия с окном площадью $\sim 1 \text{ мм}^2$ в середине образца для оптической генерации ННЗ, а металлизация n^+ -контакта была сплошной. Выбор такой структуры обусловлен предсказуемой зависимостью ее темнового тока от температуры, генерационная компонента которого, согласно статистике Шокли–Рида–Холла, уже при $T \approx 10 \text{ К}$ должна быть ниже 10^{-25} А/см^3 . Кроме того, согласно экспериментам, описанным в работах [11,12], распределение напряженности электрического поля F в такой кремниевой структуре при температуре ниже 800 мК и $V > 2 \text{ В}$ является однородным. Наконец, в тонких структурах из высокочистого кремния время дрейфа электронов и дырок t_{dr} существенно меньше постоянных времени их захвата, что сохраняет неизменность количества ННЗ в процессе дрейфа до контактов структуры. Дополнительно учитывалось, что малая масса и соответственно малая теплоемкость ЧЭ при столь низкой T увеличивают тепловой эффект регистрации излучения, убыстряют его температурный отклик и тем самым позволяют упростить интерпретацию кинетики измеряемого температурного сигнала.

Эксперименты по измерениям токовых и температурных откликов ЧЭ были выполнены в Нижегородском государственном техническом университете (НГТУ) с использованием криостата растворения замкнутого цикла, позволяющего охлаждать кремниевый ЧЭ до температуры целевого диапазона в десятки мК. На рабочей плите криостата, охлаждаемой до максимально низкой температуры, был расположен экспериментальный модуль, эскиз конструкции которого в виде ее вертикального разреза вдоль оси лазерного луча представлен на рис. 1. Измерение температуры ЧЭ осуществлялось термометром SIN (где SIN — Superconductor–Insulator–Normal metal tunnel junction [13]), масса которого не превышала 0.05 г. Электрический сигнал термометра формировался при протекании через него контролируемого постоянного тока, вызывавшего падение напряжения, которое усиливалось специализированным электронным блоком и регистрировалось системой цифровой обработки сигнала с дискретностью 5 нс на основе шасси NI с ЦАП и АЦП PXI-4462 PXI-6733 с малощумящими входными усилителями AD-745.

Токовые отклики ЧЭ измерялись техникой переходного тока, применяемой при исследовании полупроводниковых детекторов ядерных излучений, с использованием лазерного симулятора частиц (ЛСЧ), генерирующего световые импульсы с длиной волны 670 нм и длительностью 47 пс. Стабильность их энергии обеспечивалась постоянством температуры лазерного диода и, согласно результатам исследований, проведенных с использованием этого ЛСЧ [11], она было не хуже 3 %. Сигналы регистрировались осциллографом с аналоговой полосой 2 ГГц. Измерительная система включала также генератор импульсов синхронизации, работавший в режимах

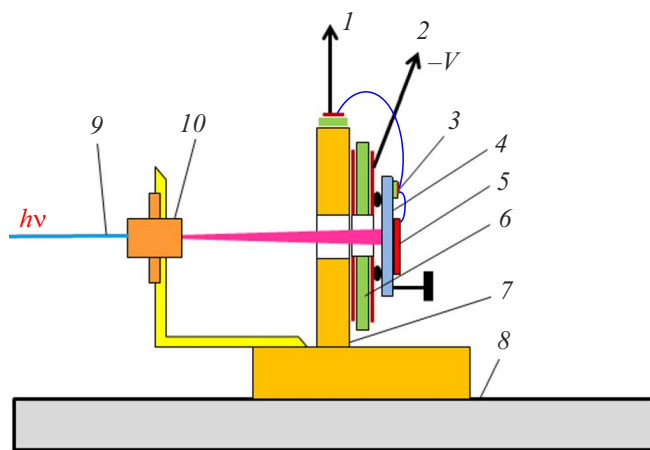


Рис. 1. Эскиз конструкции экспериментального модуля в разрезе: 1 — сигнальные провода от термометра SIN (витые пары), 2 — коаксиальный кабель для подачи напряжения на ЧЭ и вывода из криостата токового отклика ЧЭ, 3 — адаптер шага (мини-плата из металлизированного стеклотекстолита), 4 — исследуемый ЧЭ, 5 — термометр SIN, 6 — металлизированная стеклотекстолитовая плата с разъемом SMA (не показан), 7 — Т-образный медный держатель, 8 — плата криостата, 9 — оптоволоконно, 10 — оптический разъем.

генерации одиночных или периодических импульсов с фронтом нарастания не более 7нс, подававшихся на ЛСЧ, и устройства регистрации температурных и электрических сигналов.

Несущим элементом экспериментального модуля является Т-образный медный держатель ЧЭ, устанавливаемый на холодной рабочей плите криостата. К держателю с помощью винтов прикреплена стеклотекстолитовая плата толщиной 1.5мм с двухсторонней металлизацией, покрытой иммерсионным золотом, с тремя точечными выступами из PbSn-припоя на одной стороне, расположенными в углах равнобедренного треугольника, два из которых показаны черными точками. ЧЭ механически объединен с калиброванным термометром SIN, приклеенным к n^+ -контакту ЧЭ (на рис. 1 положение p^+ - и n^+ -контактов соответствует левой и правой сторонам ЧЭ соответственно). Отрицательное рабочее напряжение через коаксиальные кабели подается на металлизированную сторону стеклотекстолитовой платы с выступами, к которым прижат p^+ -контакт ЧЭ, а его n^+ -контакт заземляется. На n^+ -контакт также приклеен миниатюрный адаптер шага (мини-плата из металлизированного стеклотекстолита) для разварки контактов термометра SIN алюминиевым микропроводом и последующим переходом на контактную группу с припаянными витыми парами. Исследуемый ЧЭ с приклеенными к нему термометром и адаптером шага прижат своим p^+ -контактом к выступам на печатной плате с помощью бронзовой пружины, покрытой тефлоновой изоляцией для снижения механических, термических и электрических воздействий на термометр. В медном держателе и

стеклотекстолитовой плате имеются соосные отверстия диаметром 3мм для подачи на p^+ -контакт ЧЭ световых импульсов от лазерного симулятора частиц. В эксперименте импульсы ЛСЧ по многомодовому оптическому кабелю поступали в криостат на оптоволоконную розетку, жестко закрепленную на модуле. Оптическое излучение поглощалось в приповерхностном слое кремния толщиной $\delta \approx 10$ мкм вблизи p^+ -контакта ЧЭ [14], где генерировались $e-h$ -пары.

Подготовка к измерениям начиналась с охлаждения плиты криостата до диапазона температур проводимых измерений и ее стабилизации при целевой температуре. Первый процесс мог занимать около 20ч, тогда как изменение целевой температуры в диапазоне ниже 100мК требовало ~ 10 мин. Во время охлаждения плиты криостата, а также приостановки измерений ЧЭ оставался соединенным с источником напряжения, которое устанавливалось равным нулю. Для уменьшения температурного влияния предыдущего измерения на последующее минимальный интервал между одиночными импульсами ЛСЧ составлял десятки секунд, что более чем на порядок превышало длительность температурной реакции ЧЭ на импульс ЛСЧ. Температурный режим проведенных экспериментов задавался температурой плиты криостата, которая измерялась аттестованным термометром. Точность термостатирования плиты составляла 1мК. В измерениях оба сигнала (температурные и токовые отклики) регистрировались одновременно. Характерные формы токовых откликов аналогичного ЧЭ приведены в работах [11,12].

3. Экспериментальные результаты и их анализ

3.1. Температурные отклики кремниевого ЧЭ

Программа исследований включала измерение температурных откликов ЧЭ при трех значениях температуры плиты криостата T_{pl} — 10, 20 и 30мК (эксперименты Exp1, Exp2 и Exp3 соответственно) и напряжении в диапазоне 0–150В с последующим анализом их формы и амплитуды. Напряженность электрического поля в ЧЭ составляла 0–5кВ/см. В качестве примера на рис. 2,а приведена серия температурных откликов ЧЭ при различных V , полученных в эксперименте Exp2. Сигнал наблюдается уже при $V = 0$, т.е. в случае, когда он возникает за счет выделения в ЧЭ только энергии импульса ЛСЧ при отсутствии внутреннего теплового усиления. С увеличением напряжения амплитуда температурного сигнала T_m растет за счет выделения в ЧЭ дополнительной энергии, определяемой пройденной носителями заряда разности потенциалов: $\Delta E_{dr} = Q_{dr} \cdot \Delta V$ (здесь Q_{dr} — заряд дрейфующих электронов). Соответственно увеличение температуры ЧЭ ΔT определяется как $\Delta T = \Delta E_{dr} / C$, где C — теплоемкость ЧЭ.

В кинетике температуры ЧЭ начало ее роста синхронизовано с моментом поступления на ЧЭ светового

го импульса при $t = 0$ (рис. 2, *a*). Ему предшествует участок, показывающий температуру базовой линии T_b , характеризующую фактические температурные условия при регистрации импульса ЛСЧ. Ее значение определяется балансом обмена тепловой энергией между ЧЭ, деталями экспериментального модуля и криостатом. В любой серии измерений температурных откликов температура базовой линии превышала T_{pl} , что является следствием нагрева ЧЭ энергией, поступающей к нему по криогенному коаксиальному кабелю 2, несмотря на введенные между частями кабеля тепловые барьеры, на которых подток энергии к держателю от более теплых деталей криостата должен прерываться. С большой вероятностью дополнительный нагрев ЧЭ происходил и за счет фотонов, излучаемых поверхностью лазерного диода, имевшего стабилизированную температуру 25 °С, и фотонов, попадающих в оптическое волокно через частично прозрачные стенки оптического кабеля. Однако доминирующим механизмом в установлении T_b следует считать радиационный обмен энергией между

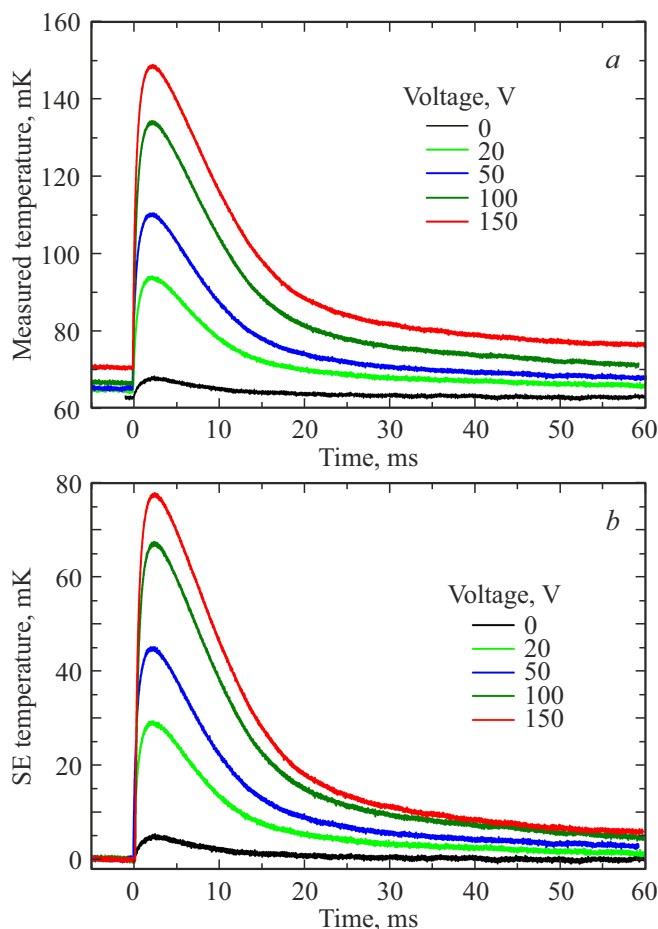


Рис. 2. *a* — температурные отклики ЧЭ на импульс ЛСЧ, регистрируемые термометром SIN в Exp2 при различных напряжениях; *b* — температурные отклики ЧЭ, полученные после вычитания базовой линии (темновой температуры) из сигналов, представленных на рис 2, *a*.

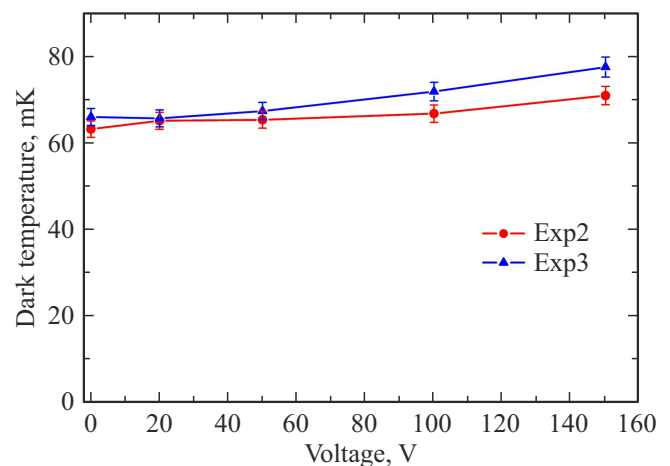


Рис. 3. Зависимость темновой температуры ЧЭ в Exp2 и Exp3 от приложенного напряжения.

ЧЭ и внутренним экраном криостата. Заметим, что прямой тепловой контакт между ЧЭ и металлизированной стеклотекстолитовой платой 6 осуществлялся только в трех точках, образованных выступами из PbSn-припоя. Это ослабляло не только влияние температуры платы на T_b , но и делало возможным быстрый нагрев ЧЭ импульсом ЛСЧ с последующим замедленным спадом его температуры. Далее параметр „температура базовой линии“ заменен на „темновую температуру“ (dark temperature) ЧЭ $T_d \equiv T_b$, что соответствует системе терминов, используемых в физике работы детекторов излучений. В обработанных результатах, представленных на рис. 2, *b*, температура T_d , индивидуальная для каждого напряжения, вычиталась из температуры ЧЭ, и величины на оси Y на этом рисунке являются „чистым“ температурным откликом ЧЭ при его работе в режиме ВТУС. Зависимости T_d от напряжения представлены на рис. 3 для экспериментов Exp2 и Exp3. Несмотря на большой интервал между импульсами ЛСЧ по сравнению с длительностью температурных сигналов, происходит некоторый (10–15%) рост темновой температуры с увеличением напряжения.

Возможны две причины роста T_d . Во-первых, вероятной является неполная тепловая релаксация массивного держателя в промежутке между измерениями. При этом T_d должна возрастать с ростом сигнала, который увеличивается с напряжением в результате ВТУС, что и наблюдается в эксперименте. Во-вторых, как упоминалось выше, возможен нагрев ЧЭ постоянным потоком темновых фотонов, также генерирующих носители в ЧЭ, что приводит к дополнительному росту T_d с напряжением.

3.2. Формы температурных откликов ЧЭ

На рис. 4 представлены результаты эксперимента Exp2, где для удобства сравнения форм температурные отклики, измеренные при соответствующих напряжении-

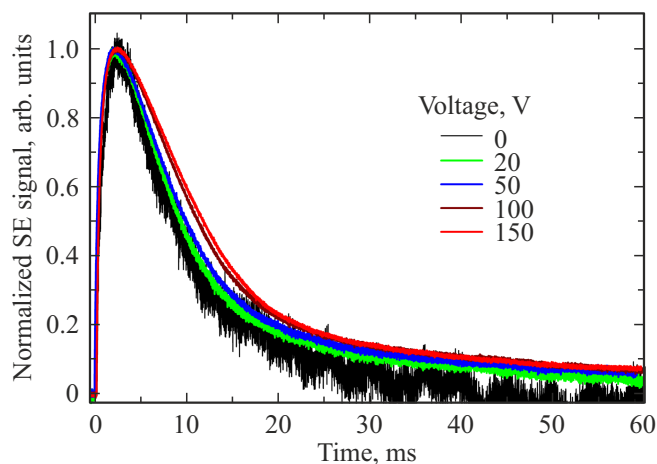


Рис. 4. Нормированные температурные отклики ЧЭ при различных напряжениях, измеренные в эксперименте Exp2.

ях, нормированы на их амплитуды T_m . Заметим, что нормировка исключала необходимость одновременного измерения теплового отклика ЧЭ и величины дрейфующего заряда Q_{dr} , который в этом случае не контролировался. Видно, что все сигналы подобны по форме. Они имеют фронт с временем нарастания ~ 2 мс, максимум при $t \approx 2.3$ мс, абсолютная амплитуда T_m которого является мерой выделенной в ЧЭ энергии, и спад длительностью в десятки миллисекунд, в котором отчетливо наблюдаются быстрая и медленная компоненты.

Анализ формы температурного отклика ЧЭ, работающего в режиме ВТУС, возможен в рамках двух подходов — физического и теплотехнического. Физический подход рассматривает трансформацию во времени спектра неравновесных фононов, возникших в ЧЭ при регистрации частицы, и их взаимодействие с термометром, построенном на эффекте сверхпроводимости, и выходит за рамки настоящей работы. В работе [15] показано, что эти процессы создают температурный отклик с двухкомпонентным спадом в диапазоне десятков миллисекунд, однако приведенные результаты относятся только к случаю работы ЧЭ при нулевом напряжении, т.е. в отсутствии ВТУС.

В теплотехническом подходе проводится анализ тепловых потоков и температурных полей, связанных с передачей и распределением тепла в устройствах. В представляемой работе в рамках этого подхода качественно рассматривается форма температурных откликов ЧЭ, определяемая обменом тепловой энергией между ЧЭ и плитой криостата, на которой установлен экспериментальный модуль, с учетом механической структуры последнего (рис. 1). В данном подходе в качестве исходных данных для анализа использованы оценки длительности основных процессов, способных влиять на кинетику формирования температурного отклика ЧЭ. К ним относятся:

- генерация ННЗ — длительность 47 пс, соответствующая длительности лазерного импульса;
- дрейф электронов в ЧЭ — при толщине ЧЭ, равной 300 мкм, время дрейфа лежит в пределах от нескольких нс до ~ 20 нс [12];
- установление градиента температуры в ЧЭ — длительность оценивается по времени пролета фононов на расстояние максимального размера ЧЭ как L/v_{snd} , где L — сторона квадрата ЧЭ, равная 12 мм, и v_{snd} — скорость звука в Si, составляющая 5000 м/с [15], что дает 2.4 мкс.

Два первых процесса происходят в ЧЭ в фазе генерации в нем тепловой энергии и приводят к значительной первичной локальной неоднородности ее распределения. Далее эта неоднородность исчезает в результате движения неравновесных фононов в пределах размеров ЧЭ за время, оцениваемое в единицы мкс. Характерно, что длительность указанных процессов на 3 порядка меньше наблюдаемого времени нарастания температурного сигнала, составляющего ~ 2 мс. Поэтому следует учесть и такие факторы формирования фронта температурного отклика как задержка реакции термометра на изменение температуры ЧЭ и кинетика отклика электронного тракта измерения температуры. Влияние первого фактора в выполненном эксперименте минимизировалось путем приклейки термометра на ЧЭ клеем толщиной слоя ≤ 5 мкм, однако контроль его влияния на время нарастания температурного сигнала в ходе описываемого эксперимента был невозможен. Оценка вклада второго фактора в кинетику температурного сигнала исходит из величины постоянной времени входной цепи устройства измерения температуры $\tau_{RC} = RC_{tp}$, где R — сопротивление термометра SIN, величина которого составляла десятки МОм, и C_{tp} — электрическая емкость проводов длиной ~ 1 м в витой паре, соединяющей термометр с электроникой, оцениваемая в сотни пФ. Возможный вклад τ_{RC} в длительность фронта температурных импульсов оценивается в единицы мс, что не противоречит эксперименту.

Таким образом, теплотехническая модель формирования характерных участков температурных откликов ЧЭ, наблюдаемых в эксперименте, включает следующую последовательность процессов:

- формирование фронта температурного отклика, предполагающее при малой массе ЧЭ интенсивный рост его температуры, что является наиболее быстрым процессом. Однако его длительность в эксперименте увеличивается до 2 мс за счет замедленной совокупной реакции термометра SIN и электронного устройства измерения температуры;
- следующее за ним остывание ЧЭ, быстрая компонента которого в виде спада температуры ЧЭ длительностью ~ 15 мс возникает за счет передачи тепла от ЧЭ к деталям его медного держателя;
- формирование медленной компоненты спада температуры, связанной с процессом остывания ЧЭ и его медного держателя как единого объекта за счет

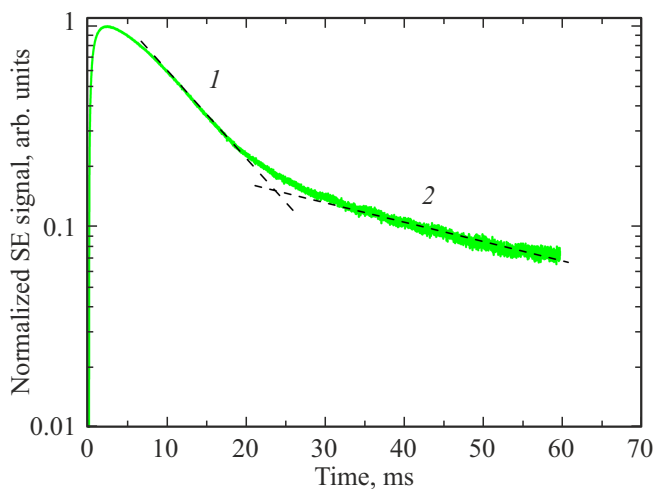


Рис. 5. Нормированный температурный отклик ЧЭ, измеренный в эксперименте Exp2 при $V = 150$ В и $T_d = 71$ мК: 1 и 2 — быстрая и медленная компоненты спада температурного сигнала.

передачи от них тепловой энергии массивной плите криостата. В этом процессе температура ЧЭ уже близка к температуре держателя, и непосредственный вклад ЧЭ в кинетику медленной компоненты спада является несущественным. Критическим условием в этой фазе становится постоянство температуры плиты, что в эксперименте обеспечивалось конструкцией криостата и большой массой самой плиты, которая являлась практически идеальным стоком для выделенной в ЧЭ тепловой энергии.

В рамках описанной выше модели из экспериментального факта практической неизменности кинетики температурных откликов ЧЭ при переходе в режим внутреннего теплового усиления сигнала, иллюстрируемого рис. 4, можно сделать следующие выводы.

- Наблюдаемое усиление температурного сигнала ЧЭ в режиме ВТУС происходит путем генерации в нем джоулева тепла дрейфующими электронами.

- Возникновение неравновесных фоонов в режиме ВТУС не приводит к изменению кинетики роста измеряемой температуры ЧЭ. Поэтому можно утверждать, что процесс выделения джоулева тепла заканчивается значительно раньше времени нарастания сигнала ~ 2 мс, которое в эксперименте определяется скоростью реакции термометра SIN и электронного устройства измерения температуры.

- Кинетика спада температуры ЧЭ остается неизменной, сохраняя двухкомпонентный характер. Соотношение величин быстрой и медленной компонент сигналов и темпы изменения температур также не чувствительны к напряжению, приложенному к ЧЭ. Это возможно лишь при отсутствии в процессе генерации джоулева тепла в режиме ВТУС дополнительной медленной компоненты с длительностью в десятки мс.

Количественная оценка темпа спада температурных сигналов была выполнена путем построения формы нормированного температурного отклика ЧЭ для Exp2 при $V = 150$ В и $T_d = 71$ мК в координатах $\lg T_{SE}(t)$ (рис. 5). Форма спада хорошо аппроксимируется двумя экспонентами с постоянными времени τ_1 и τ_2 , равными ~ 12 и ~ 40 мс.

3.3. Внутреннее тепловое усиление сигнала чувствительного элемента

Механизм внутреннего теплового усиления температурного сигнала в ЧЭ основан на выделении в нем джоулева тепла при дрейфе ННЗ, т.е. генерации дополнительной энергии ΔE_{dr} . При сохранении подобия форм температурных откликов, следующем из результатов описанного эксперимента, это предполагает линейную зависимость амплитуды сигнала от V .

На рис. 6 представлены зависимости амплитуды температурных откликов ЧЭ от напряжения, полученные в трех экспериментах при контроле постоянства заряда Q_{dr} , создаваемого ЛСЧ в исследуемом ЧЭ. Видно, что ожидаемая линейность характеристик, т.е. пропорциональность ВТУС напряжению, ограничена диапазоном 0–50 В. При больших значениях V зависимость приобретает сублинейный характер.

Увеличение отклонения $T_m(V)$ -зависимости от ожидаемой линейности коррелирует с наблюдаемым ростом темновой температуры ЧЭ при увеличении напряжения (рис. 3). При напряжении 150 В рост T_d в Exp2 составляет $\sim 10\%$ от ее значения при $V = 0$. Так как, согласно закону Дебая, для любого кристаллического тела его теплоемкость увеличивается пропорционально T^3 [16], в обсуждаемом эксперименте рост температуры ЧЭ должен приводить к сублинейной зависимости амплитуды температурного импульса ЧЭ от напряжения.

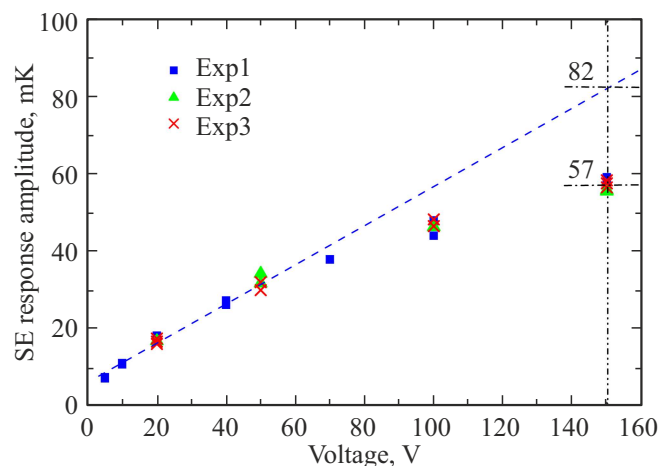


Рис. 6. Зависимость амплитуды температурных откликов ЧЭ от приложенного напряжения. Пунктир показывает линейную аппроксимацию данных при $V \leq 50$ В и ее экстраполяцию в область больших напряжений.

Для оценки влияния температуры ЧЭ на сигнал следует учесть, что генерация дополнительной энергии $\Delta E_{dr} = Q_{dr} \cdot \Delta V$ в процессе дрейфа ННЗ не зависит от температуры ЧЭ, а изменение амплитуды температурного сигнала пропорционально $\Delta E_{dr}/C$. Тогда падение амплитуды сигнала ΔT_m при росте T_d определяется соотношением $\Delta T_m \propto Q_{dr} \times \Delta V/T_d$, и при увеличении T_d на $\sim 10\%$ при $V = 150$ В относительная амплитуда сигнала может снизиться до $[T_d(0)/T_d(150)]^3 = 0.9^3 = 0.73$. Выполненные оценки проиллюстрированы на рис. 6, где представлена линия (пунктир) ожидаемой $T_m(V)$ -зависимости, полученной при линейной аппроксимации данных при $V \leq 50$ В, когда рост T_d не происходит. Ее экстраполяция к $V = 150$ В дает ожидаемую амплитуду $T_m \approx 82$ мК, тогда как амплитуда измеренного температурного сигнала ЧЭ при этом напряжении составляет ~ 57 мК, что дает отношение $57/70 = 0.7$, близкое к сделанной выше оценке. Коэффициент внутреннего теплового усиления при $V = 150$ В, формально определяемый как $G_{th}(V) = T_m(V)/T_m(0)$, в эксперименте составил $57/6 = 9.5$, хотя при отсутствии увеличения темновой температуры ЧЭ должен приближаться к $82/6 \approx 14$. Следует отметить, что значения $G_{th}(V)$ зависят от $T_m(0)$, т. е. от суммарной энергии импульса ЛСЧ, поглощенной в ЧЭ как в результате нагрева фотонами области металлизации его p^+ -контакта (энергия E_1), так и области оптического окна этого контакта (энергия E_2). Таким образом, амплитуды температурных импульсов с учетом выделенного джоулева тепла определяются выражениями:

$$T_m(0) = \frac{1}{C} (E_1 + E_2), \quad (1a)$$

$$T_m(V) = \frac{E_1 + E_2 + (E_2/\varepsilon) \cdot e \cdot V}{C}, \quad (1b)$$

где ε — средняя энергия образования $e-h$ -пары фотонами импульса ЛСЧ в Si, e — элементарный заряд. Тогда коэффициент внутреннего теплового усиления сигнала в ЧЭ равен

$$G_{th}(V) = 1 + \frac{(E_2/\varepsilon) \cdot e \cdot V}{E_1 + E_2}. \quad (2)$$

В случае, когда вся энергия импульса поглощается в оптическом окне, т. е. $E_1 = 0$, внутреннее тепловое усиление определяется энергией образования $e-h$ -пары. При регистрации ядерных частиц и γ -квантов кремниевыми детекторами $\varepsilon = 3.6$ эВ и, соответственно, коэффициент внутреннего теплового усиления кремниевого ЧЭ болометрического детектора равен отношению $(e \cdot V)/\varepsilon$ и при $V = 150$ В не может превышать ~ 43 .

Таким образом, полученное в эксперименте значение $G_{th} = 9.5$ связано со значительными неионизационными потерями энергии импульса ЛСЧ в металлизации, окружающей оптическое окно ЧЭ, за счет радиального размытия (расходимости) пучка света после выхода из оптоволокну и неточностью юстировки оптоволокну относительно центра оптического окна на p^+ -контакте. Для взаимодействия нейтрино с кремнием значение ε

пока не известно, и представленная величина максимального внутреннего теплового усиления сигнала в болометрическом детекторе в этом случае является лишь оценкой.

Данные, представленные на рис. 6, позволяют выполнить энергетическую калибровку ЧЭ с внутренним тепловым усилением, т. е. определить коэффициент $\Delta T_m/\Delta E$ как связь между изменениями выделенной в ЧЭ энергии и амплитуды температурного сигнала. Такая процедура является необходимой при детектировании квантов или частиц для их идентификации по энергии или исследования характеристик. В ядерной науке и технике для этого, как правило, используются источники радиоактивных изотопов. В настоящей работе для калибровки ЧЭ использовался тот факт, что энергия ΔE_{dr} , образуемая при дрейфе пакета зарядов (в нашем случае электронов), созданного ЛСЧ в ЧЭ, может быть точно определена по токовому отклику ЧЭ, который измерялся одновременно с температурным сигналом. Величина Q_{dr} , полученная интегрированием токовых откликов, оставалась практически неизменной при росте V , что согласуется с соотношением $t_{dr}/\tau_{tr-e} \ll 1$, и составляла $\sim 6 \cdot 10^{-13}$ Кл, т. е. $\sim 4 \cdot 10^6$ электронов. Тогда в диапазоне $V \leq 50$ В абсолютная энергетическая чувствительность ЧЭ определяется как $\Delta T_m/\Delta E = 26 \text{ мК}/(4 \cdot 10^6 \cdot 50 \text{ эВ})$ и составляет $1.3 \cdot 10^{-7} \text{ мК/эВ}$. Следует подчеркнуть, что данная величина определена из прямых измерений температуры ЧЭ и дрейфующего заряда и не зависит от механизма, генерирующего $e-h$ -пары. Из сублинейного хода зависимости при $V > 50$ В следует, что чувствительность ЧЭ не является постоянной и падает с увеличением V . В этом случае калибровка позволяет определить дифференциальную чувствительность при определенном приложенном к ЧЭ напряжении или в интервале напряжений. Так, для интервала 100–150 В дифференциальная чувствительность равна $5 \cdot 10^{-8} \text{ мК/эВ}$, что в ~ 2.5 раза ниже, чем при малых напряжениях.

На рис. 7 приведена температурная шумовая „дорожка“, предшествующая появлению сигнала. Ее ширина не превышает 0.4 мК, а флуктуации на половине высоты спектра шумовых амплитуд оцениваются в ~ 0.3 мК. Таким образом, энергетический эквивалент уровня теплового шума в выполненных измерениях составляет $0.3/1.3 \cdot 10^{-7} \approx 2 \text{ МэВ}$. В эксперименте с большой вероятностью уровень шума определялся работой системы регистрации температурного сигнала в целом, включая достаточно большой шум усилителей, работающих при комнатной температуре. Характерно, что шум не зависит от температуры и напряжения на ЧЭ, поэтому его источник не связан с процессами формирования температурного сигнала. Соответственно, соотношение сигнал/шум пропорционально возрастает с увеличением G_{th} , что показывает перспективность использования внутреннего теплового усиления в болометрических детекторах частиц.

Следует отметить, что отсутствие влияния напряжения, прикладываемого к ЧЭ в режиме ВТУС, на

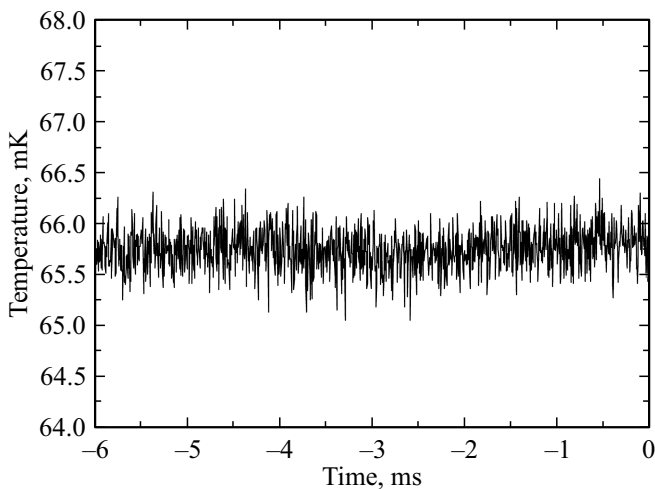


Рис. 7. Тепловой шум при $T_d = 65.7$ мК и $V = 0$.

кинетику его температурного отклика снимает вопрос о необходимости перенастройки частотной характеристики электроники регистрации сигнала для оптимизации соотношения сигнал/шум при изменении величины внутреннего теплового усиления в ЧЭ.

Шумы тракта измерения температуры и нестабильность энергии сигнала ЛСЧ определяют точность измерения температуры ЧЭ. Уровень шума, согласно рис. 7, оценивается величиной < 0.3 мК, и при регистрации температурных откликов ЧЭ амплитудой в десятки мК, наблюдаемых в диапазоне напряжений > 50 В, это может дать погрешность $\leq 1\%$. Поэтому погрешность в зависимостях, приведенных на рис. 3 и 6, определяется флуктуациями энергии импульса ЛСЧ, не превышающей 3%, и долговременной стабильностью сигнала ЛСЧ, которая не хуже 5%. Результирующая погрешность, составляющая $\sim 6\%$, показана на рис. 3 для зависимости темновой температуры от напряжения и существенно меньше наблюдаемой сублинейности роста амплитуды температурных откликов ЧЭ от напряжения (рис. 6), достигающей 30% при 150 В.

4. Заключение

Исследование температурных откликов чувствительного элемента на основе кремниевой p^+-n-n^+ структуры толщиной 300 мкм, функционирующего при температуре < 100 мК, показало следующее.

1. Форма температурного отклика тонкого чувствительного элемента кремниевого болометрического детектора не изменяется с его переходом в режим работы с внутренним тепловым усилением по крайней мере в диапазоне коэффициентов усиления < 9.5 .

2. Максимально возможный коэффициент внутреннего теплового усиления исследованного ЧЭ в разы больше величины, наблюдаемой при $V \leq 50$ В. Различие объяснено малой площадью оптического окна p^+ -контакта,

что приводит к доминированию теплового (неионизирующего) воздействия импульса ЛСЧ на ЧЭ.

3. Неизменность фронта температурного сигнала ЧЭ в диапазоне 0–150 В показывает, что генерация джоулева тепла за счет рождения неравновесных фононов является процессом, не содержащим компонент длительностью > 2 мс.

4. Неизменность кинетики спада температурных откликов ЧЭ, а именно постоянство соотношения величин быстрой и медленной компонент указывает на ее формирование за счет механизма классической теплопередачи энергии. Это наблюдение обосновывает использование теплотехнического подхода для описания кинетики отклика болометрических детекторов, работающих в режиме ВТУС.

5. При стабильности темновой температуры ЧЭ внутреннее тепловое усиление сигнала в ЧЭ должно линейно возрастать с ростом приложенного напряжения. Экспериментально наблюдаемая сублинейность теплового усиления количественно определяется ростом темновой температуры ЧЭ с увеличением напряжения, приводящим к росту теплоемкости кремния как материала ЧЭ.

6. Продемонстрирован алгоритм абсолютной калибровки энергетической чувствительности ЧЭ при одновременном измерении температурного и токового откликов ЧЭ.

Финансирование работы

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

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

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. Alonso-González, D.W.P. Amaral, J. Anczarski, T. Aralis, T. Aramaki, I.J. Arnuist, I.A. Langrouty, E. Azadbakht, C. Bathurst, R. Bhattacharyya, A.J. Biffi, P.L. Brink, M. Buchanan et al. Phys. Rev. D, **111**, 012006 (2025). DOI: 10.1103/PhysRevD.111.012006
- [3] H. Lattaud for the Edelweiss collaboration. PoS(EPS-HEP2021)153.
- [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). DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.141301
- [5] E. Armengaud, Q. Arnaud, 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, J.-B. Filipini et al. Phys. Rev. D, **106**, 062004 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevD.106.062004

- [6] A.G. Beda, V.B. Brudanin, V.G. Egorov, D.V. Medvedev, V.S. Pogozov, M.V. Shirchenko, A.S. Starostin. *Advances in High Energy Physics*, 350150 (2012). DOI: 10.1155/2012/350150
- [7] А.А. Юхимчук, А.Н. Голубков, И.П. Максимкин, И.Л. Малков, О.А. Москалев, Р.К. Мусяев, 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
- [8] Y. Giomataris, J.D. Vergados. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **530**, 330 (2004). DOI: 10.1016/j.nima.2004.04.223
- [9] P.N. Luke. *J. Appl. Phys.*, **64**, 6858 (1988). DOI: 10.1063/1.341976
- [10] M.P. Chapellier, G. Chardin, L. Miramonti, X.F. Navick. *Physica B*, **284–288**, 2135 (2000).
- [11] Е.М. Вербицкая, И.В. Еремин, Н.Н. Фадеева, В.К. Еремин, В.О. Зброжек, А.А. Яблоков. *ФТП*, **58** (8), 415 (2024). DOI: 10.61011/FTP.2024.08.59200.7067 [Е.М. Verbitskaya, I.V. Eremin, A.A. Podoskin, V.O. Zbrozhek, S.O. Slipchenko, N.N. Fadeeva, A.A. Yablokov, V.K. Eremin. *Semiconductors*, **58** (8), 381 (2024). DOI: 10.61011/SC.2024.08.59888.7067]
- [12] Е.М. Вербицкая, И.В. Еремин, Н.Н. Фадеева, В.К. Еремин, В.О. Зброжек, А.А. Яблоков, И.Д. Исаков. *ФТП*, **59** (3), 179 (2024). DOI: 10.61011/FTP.2025.03.61098.8123. [Е.М. Verbitskaya, I.V. Eremin, N.N. Fadeeva, V.K. Eremin, V.O. Zbrozhek, A.A. Yablokov, I.D. Isakov. *Semiconductors*, **59** (3), 168 (2025). DOI: 10.61011/SC.2025.03.61563.8123]
- [13] L.S. Revin, D.A. Pimanov, A.V. Chiginev, A.V. Blagodatkin, V.O. Zbrozhek, A.V. Samartsev, A.N. Orlova, D.V. Masterov, A.E. Parafin, V.Yu. Safonova, A.V. Gordeeva, A.L. Pankratov, L.S. Kuzmin, A.S. Sidorenko, S. Masi, P. de Bernardis. *Beilstein J. Nanotechnol.*, **15**, 26 (2024). DOI: 10.3762/bjnano.15.3
- [14] V. Eremin, A. Shepelev, E. Verbitskaya. *JINST*, **17**, P11037 (2022). DOI: 10.1088/1748-0221/17/11/P11037
- [15] F. Pröbst, M. Frank, S. Cooper, P. Coiling, D. Dummer, P. Ferger, G. Forster, A. Nucciotti, W. Seidel, L. Stodolsky. *J. Low Temp. Phys.*, **100** (1/2), 69 (1995).
- [16] A. Gibin, G.G. Devyatykh, A.V. Gusev, R.K. Kremer, M. Cardona, H.-J. Pohl. *Sol. St. Commun.*, **133**, 569 (2005). DOI: 10.1016/j.ssc.2004.12.047

Редактор А.Н. Смирнов

Temperature responses of a silicon sensitive element of a bolometric antineutrino detector

E.M. Verbitskaya¹, I.V. Eremin¹, N.N. Fadeeva¹, V.K. Eremin¹, A.A. Yablokov², A.V. Gordeeva², I.D. Isakov^{1,3}

¹ Ioffe Institute,

194021 St. Petersburg, Russia

² Nizhny Novgorod State Technical University

named after R.E. Alekseev,

603155 Nizhny Novgorod, Russia

³ St. Petersburg Electrotechnical University „LETI“,

197022 St. Petersburg, Russia

Abstract The results of the study of the temperature responses of a silicon sensitive element based on a p^+-n-n^+ -structure are presented; the study is related to the development of a bolometric antineutrino detector. Response measurements were performed at the sensitive element temperature < 100 mK, with an electric field in the n -region of up to 5 kV/cm arising from the application of reverse voltage of up to 150 V to the structure, and generation of nonequilibrium electron-hole pairs using a laser particle simulator. It is shown that during the drift of nonequilibrium electrons the temperature responses hold their shapes, and the energy released in the sensitive element due to the Joule effect enables an internal thermal signal amplification of up to 9.5 times at 150 V. The results can be used in the development of sensitive elements of bolometric detectors and optimization of their design.