

## Локальная диагностика спиновых дефектов в облученных SiC-диодах Шоттки

К. В. Лихачев<sup>1)</sup>, А. М. Скоморохов<sup>+</sup>, М. В. Учаев<sup>+</sup>, Ю. А. Успенская<sup>+</sup>, В. В. Козловский\*,  
М. Е. Левинштейн<sup>+</sup>, И. А. Елисеев<sup>+</sup>, А. Н. Смирнов<sup>+</sup>, Д. Д. Крамущенко<sup>+</sup>, Р. А. Бабунц<sup>+</sup>, П. Г. Баранов<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

\* Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 23 июля 2024 г.

После переработки 31 июля 2024 г.

Принята к публикации 31 июля 2024 г.

Впервые зарегистрированы спектры антипересечения спиновых подуровней и идентифицированы центры окраски со спином  $S = 3/2$  в коммерчески доступных диодах Шоттки на основе 4H-SiC, подвергнутых облучению электронами с энергией 0.9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ. Показано влияние дозы облучения на процесс дефектообразования. Продемонстрировано, что повышение температуры, при которой проводилось облучение протонами, играет роль краткосрочного отжига, приводящего к уменьшению концентрации точечных дефектов.

DOI: 10.31857/S0370274X24090081, EDN: DHDATJ

**Введение.** В последнее десятилетие спиновые центры окраски в карбиде кремния (SiC), которые представляют собой точечные дефекты в кристаллической решетке SiC, находят применение в квантовой фотонике, квантовой обработке информации, квантовых сетях и квантовом зондировании. В карбиде кремния имеются два семейства спиновых центров окраски, триплетные ( $S = 1$ ) и квартетные ( $S = 3/2$ ), обладающие уникальным свойством оптического выстраивания населенностей спиновых подуровней при комнатной температуре [1–3]. Центры окраски с целочисленным спином в SiC – это дивакансии, состоящие из вакансии кремния, рядом с которой расположена вакансия углерода, связанные ковалентной связью (известные как P6/P7) [4, 5]. Центр окраски со спином  $S = 3/2$  представляют собой отрицательно заряженную вакансию кремния в парамагнитном состоянии [6, 7], которая, согласно данным двойного электронно-ядерного резонанса [8], нековалентно связана с нейтральной вакансией углерода в непарамагнитном состоянии. Эти центры окраски обладают аксиальной симметрией вдоль оси с кристалла. Центры окраски со спином  $S = 3/2$  принято обозначать по соответствующим бесфононным линиям фотолюминесценции (ФЛ). В политипе 4H-SiC имеются две ярко выраженные бесфононные линии – V1, V2 [9]. В рамках данной работы особое внимание будет уделено отрицательно заряженной ва-

кансии кремния со спином  $S = 3/2$ , которая также обозначается в соответствии с положением ее бесфононной линии V2.

Именно кремниевые вакансии ( $V_{Si}$ ) с полупцелым спином  $S = 3/2$  и квадруплетным основным состоянием благодаря яркой и стабильной ФЛ, умеренному значению спинового расщепления в нулевом поле, слабому уширению спиновых подуровней, а также благодаря возможности одновременного измерения магнитного поля, электрического поля и температуры, являются более привлекательными для квантовых применений [9]. Поскольку тонкая структура  $V_{Si}$  чувствительна к внешним полям, изменению температуры, механическому давлению, эти центры могут найти применение в сенсорике и метрологии [10, 11]. Например,  $V_{Si}$  центры в SiC позволяют проводить высокочувствительную полностью оптическую магнитометрию без использования резонансных СВЧ-полей при помощи методики оптической регистрации антипересечения уровней (LAC – *level anticrossing*) [12], которая основана на изменении интенсивности ФЛ в области антипересечения спиновых подуровней. Данный метод может обладать высоким пространственным разрешением при совмещении с атомно-силовой микроскопией [13].

Способность электронных приборов на основе карбида кремния работать в условиях высоких температур и высокой радиации [14], а также ранее продемонстрированный электрически регистрируемый магнитный резонанс с использованием

<sup>1)</sup>e-mail: likhachevkv@mail.ioffe.ru

**Таблица 1.** Параметры облучения диодов Шоттки компании Cree на основе 4H-SiC

Образец	Вид облучения	Энергия облучения	Доза облучения	Температура облучения
E1	$e^-$	0.9 МэВ	$1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$	300 К
E2	$e^-$	0.9 МэВ	$3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$	300 К
P1	$p^+$	15 МэВ	$1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	300 К
P2	$p^+$	15 МэВ	$1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	425 К
P3	$p^+$	15 МэВ	$1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	575 К
P4	$p^+$	15 МэВ	$2 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$	575 К

спин-зависимой рекомбинации [15] в диодных структурах на основе карбида кремния подталкивают ученых к поиску недорогих и простых решений для магнитометрии без применения радиочастотных компонентов.

**Экспериментальная часть.** В данной работе исследовались 4H-SiC диоды Шоттки JBSCPW3-1700-S010B [16] с блокирующим напряжением 1700 В, исходной концентрацией электронов в базе  $n_0 \approx 3.4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , толщиной базы  $W \approx 20 \text{ мкм}$  и средним значением выпрямляющего тока 10 А. Для создания центров окраски путем облучения диоды были разделены на две группы. Облучение первой группы диодов проводили электронами с энергией 0.9 МэВ и дозами  $\Phi = 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  и  $\Phi = 1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$  при температуре 300 К на импульсном ускорителе РТЭ-1В (resonant transformer accelerator). Вторая группа образцов подвергалась облучению протонами с энергией 15 МэВ и дозами  $\Phi = 1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  и  $\Phi = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  в диапазоне температур 300–575 К на малогабаритном циклотроне MGTs-20 [17].

Параметры облучения диодов представлены в табл. 1. В качестве реперного образца, образца для сравнения (Ref), использовалась пластина коммерческого карбида кремния гексагонального поли типа 4H-SiC с низкой концентрацией азота, выращенного стандартным методом сублимации. Имплантация центров окраски в монокристалл 4H-SiC производится путем облучения образца потоком электронов  $\Phi \sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$  с энергией 2 МэВ при комнатной температуре. Этот способ облучения используется для гарантированного создания ансамблей спиновых центров с большой концентрацией, что дает возможность использовать такой кристалл в качестве полностью оптического датчика векторного магнитного поля [18].

Измерения микрофотолюминесценции ( $\mu$ -ФЛ) при температуре  $T_{\text{exp}} = 80 \text{ К}$  проводились с помощью спектрометра LabRAM HREvo UV-VIS-NIR-Open (Horiba, France), оснащенного конфокальным микроскопом и приставкой для температурной

микроскопии Linkam THM600. Для возбуждения спектров  $\mu$ -ФЛ использовалась линия  $\lambda = 633 \text{ нм}$  He-Ne-лазера. Лазерный луч фокусировался на поверхности образца объективом в пятно диаметром  $\sim 2 \text{ мкм}$ .

Спектроскопия антипересечения энергетических подуровней центров окраски с  $S = 3/2$  проводилась при комнатной температуре на полностью оптическом комплексе в виде ЛАС-спектрометра, выполненного на базе сканирующего конфокального оптического микроскопа NT MDT SI. Спектры ЛАС регистрировались с разверткой и модуляцией магнитного поля в режиме синхронного детектирования ФЛ при одинаковых условиях эксперимента для всех исследуемых образцов. Для оптического возбуждения спиновых подуровней использовался полупроводниковый инфракрасный (ИК) лазер с длиной волны  $\lambda = 785 \text{ нм}$  и мощностью 150 мВт. Измерения проводились с использованием объектива со стократным увеличением, числовой апертурой  $NA = 0.9$  и диаметром пинхола 100 мкм, что позволяет достичь разрешения регистрации в латеральной плоскости порядка  $\sim 1 \text{ мкм}$ . Развертка сканирующего магнитного поля  $B_0$  осуществлялась при помощи электромагнита в диапазоне от 0 до 5 мТл с шагом 0.025 мТл и амплитудой модуляции 0.04 мТл. Постоянная времени при записи спектра ЛАС составляла 30 с. Сканирующее магнитное поле  $B_0$  было ориентировано вдоль оси кристалла  $c$ . В центре соленоида градиент магнитного поля в области с диаметром 2 мм составил  $\sim 1 \times 10^{-2} \text{ Тл/м}$  при создаваемом поле около 30 мТл. Таким образом, за счет субмикронного объема сбора ФЛ достигается достаточная однородность магнитного поля, не приводящая к уширению линий в спектрах ЛАС.

**Результаты и обсуждение.** Центры V2 (отрицательно заряженные вакансии кремния с полуполным спином  $S = 3/2$ ) в нулевом магнитном поле имеют квадруплетную структуру спиновых уровней основного состояния, представляющую собой два крамеровских дублета, которые расщеплены кристал-

лическим полем на величину  $2D \sim 70$  МГц [19]. Населенности спиновых подуровней основного состояния из-за слабого расщепления тонкой структуры между подуровнями  $M_S = \pm 1/2$  и  $M_S = \pm 3/2$  при комнатной температуре подчиняются распределению Больцмана и заселены практически одинаково. Схема энергетических уровней спинового центра V2 в 4H-SiC, имеющего  $S = 3/2$  как в основном состоянии (ground state – GS), так и в возбужденном состоянии (*excited state* – ES) представлена на рис. 1.

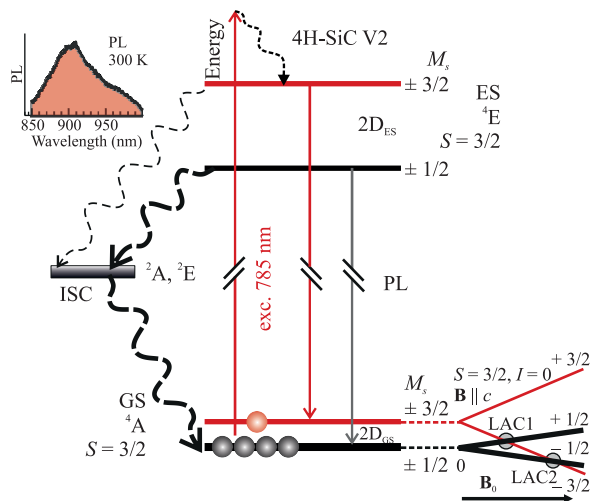


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема энергетических уровней спинового центра V2 в 4H-SiC, имеющего  $S = 3/2$  как в основном (ground state – GS), так и в возбужденном состояниях (*excited state* – ES). Нерезонансные переходы из GS в ES происходят при возбуждении ИК лазером с последующей релаксацией на нижние уровни возбужденного состояния  ${}^4E$ . Рекомбинация из возбужденного состояния  ${}^4E$  в основное  ${}^4A$  возможна как с сохранением спина и излучением ФЛ, так и без излучения и без сохранения спина из возбужденного состояния  ${}^4E$  в промежуточное метастабильное состояние (*ISC*) с последующим переходом из метастабильного состояния в основное  ${}^4A$  состояние. Благодаря спин-селективному характеру переходов населенности центра V2 выстраиваются – заселяются нижние подуровни с  $M_S = \pm 1/2$ , а подуровни  $M_S = \pm 3/2$  опустошаются. На вставке слева приведен характерный спектр ФЛ 4H-SiC

Нерезонансные переходы из основного в возбужденное состояние происходят при возбуждении ИК лазером с последующей релаксацией на нижние уровни возбужденного состояния  ${}^4E$ . Рекомбинация из возбужденного состояния  ${}^4E$  в основное  ${}^4A$  возможна как с сохранением спина и излучением ФЛ, спектр которой показан на вставке рис. 1, так и без излучения ФЛ и без сохранения спина из возбужденного состояния  ${}^4E$  в промежуточное метастабильное со-

стояние, так называемое межсистемное пересечение (*inter-system crossing* – *ISC*) с последующим переходом из метастабильного состояния в основное состояние  ${}^4A$ . После нескольких циклов оптического возбуждения благодаря спин-селективному характеру переходов населенности центра V2 выстраиваются – заселяются нижние подуровни с  $M_S = \pm 1/2$ , а подуровни  $M_S = \pm 3/2$  опустошаются [20].

В случае приложения постоянного магнитного поля  $B_0$  вдоль оси  $c$  кристалла энергетические подуровни основного состояния с проекциями спина  $M_S = \pm 1/2$  и  $M_S = \pm 3/2$  будут линейно расщепляться, как это схематично показано на вставке справа внизу рис. 1. Используются следующие обозначения для волновых функций электронов в состоянии  $S = 3/2$ :  $M_S = \pm 1/2$  и  $M_S = \pm 3/2$ . Подуровни, соответствующие нижним состояниям  $M_S = \pm 1/2$ , отмечены более толстыми линиями, чтобы подчеркнуть преимущественное заселение этих подуровней в результате оптического выстраивания.

В момент, когда постоянное магнитное поле  $B_0$  достигает значения, при котором два энергетических подуровня спиновой системы пересекаются, физические свойства квантовой системы изменяются, при этом антипересечение уровней реализуется, если два состояния, которые в первом приближении должны пересекаться, связаны дополнительным возмущением. В области ЛАС оптические свойства системы изменятся, так как из-за взаимодействия между спинами происходят так называемые переходы flip-flop, при которых два или больше спинов одновременно осуществляют переходы с сохранением общей энергии, пытаясь привести систему населенностей уровней к равновесию. В результате ЛАС приводят к появлению ярко выраженных особенностей в магнитополевой зависимости интенсивности ФЛ спиновых центров. ЛАС можно рассматривать как ОДМР с нулевой частотой.

Вследствие относительно небольшого нулевого расщепления спиновых уровней D, антипересечения можно детектировать по изменению сигнала ФЛ в малых полях. Кружками на вставке справа рис. 1 обозначены области первого и второго антипересечений (LAC1, LAC2 соответственно) основного состояния  ${}^4A$ .

Регистрация спектров ЛАС проводилась на лицевой стороне диодов Шоттки в области узкой полосы карбида кремния вблизи края структуры, так как именно здесь наблюдались максимальные значения интегральной ФЛ и сигналов ЛАС. Запись спектров в других точках была затруднена из-за металлизации и полимерной изоляции диодов. На рисунке 2а пока-

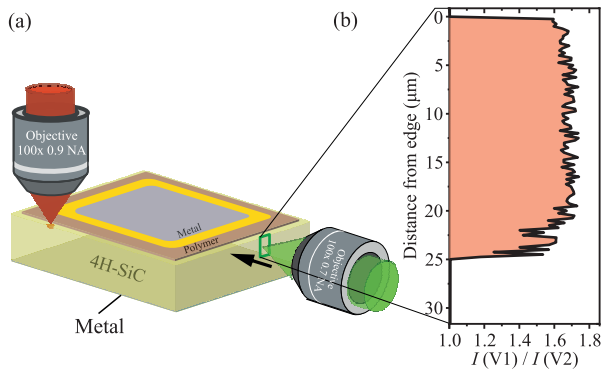


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Область регистрации ФЛ и спектров ЛАС; ось кристалла  $c$  сонаправлена с осью развертки магнитного поля и направлением сбора ФЛ. (б) – Профиль распределения интенсивности ФЛ центров окраски по глубине. Наибольшая интенсивность ФЛ проявляется в приповерхностном слое 4H-SiC

зана область, в которой производилась регистрация ФЛ и спектров ЛАС. Профиль ФЛ центров окраски по глубине, представленный на рис. 2б, был получен в геометрии “на отражение” при попадании возбуждающего излучения на торец образца. Профиль ФЛ позволяет предположить, что концентрация  $V_{Si}$  в исследуемых диодах Шоттки остается постоянной во всем эпитаксиальном слое, толщина которого, согласно паспортным данным  $W \approx 20$  мкм. Поскольку концентрация легирующей примеси в подложке на несколько порядков выше, чем в эпитаксиальном слое ( $n \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), отсутствие фотолуминесценции центров окраски в области, относящейся к подложке, может быть объяснено смещением уровня Ферми и изменением зарядового состояния центров  $V_{Si}$  [21].

На рисунке 3а представлены низкотемпературные спектры  $\mu$ -ФЛ полученные для всех исследуемых диодов Шоттки (E1-E2 и P1-P4), а также для реперного монокристалла 4H-SiC (Ref). Все измерения для диодов Шоттки были выполнены в геометрии “на отражение” при попадании возбуждающего излучения на торец образца, что позволяет регистрировать компоненты эмиссионного излучения как параллельную ( $E \parallel c$ ), так и перпендикулярную ( $E \perp c$ ) гексагональной оси  $c$  4H-SiC. Использование такой геометрии эксперимента позволяет регистрировать ортогонально поляризованные компоненты  $V1' = 859 \text{ нм}$  ( $E \parallel c$ ) и  $V1 = 862 \text{ нм}$  ( $E \perp c$ ), а также линию  $V2 = 917 \text{ нм}$  ( $E \perp c$ ) [22–24]. В силу технических причин, для реперного монокристалла 4H-SiC измерения были возможны только от плоскости, перпендикулярной гексагональной оси  $c$  ( $E \perp c$ ). В этом слу-

чае в спектрах  $\mu$ -ФЛ регистрировались только две линии  $V1$  (862 нм) и  $V2$  (917 нм). Линии  $V1'$ ,  $V1$  и  $V2$  обозначены вертикальными пунктирными линиями на рис. 3а. Видно, что интенсивность бесфонных линий  $V1$  и  $V2$  не имеет существенных отличий для образцов P1-P4, облученных протонами, в то время как для образцов E1-E2, облученных электронами, она значительно варьируется. Более того, интенсивность спектра  $\mu$ -ФЛ для электронно-облученных образцов более чем на порядок превышает интенсивность спектра  $\mu$ -ФЛ протонно-облученных образцов.

На рисунке 3б–д показаны сигналы ЛАС для центров  $V2$  с  $S = 3/2$  в основном состоянии (GS), зарегистрированные при комнатной температуре по изменению интенсивности ФЛ. Ось  $c$  в исследуемых образцах ориентирована перпендикулярно плоскости. Спиновые центры ориентированы вдоль оси  $c$  кристалла, и сканирующее магнитное поле  $B_0$  ориентировано параллельно оси спиновых центров. На рисунке 3б голубым цветом представлен спектр ЛАС образца Ref, зарегистрированный с амплитудой модуляции магнитного поля 1 мкТл. На спектре отчетливо видны сателлиты, которые возникают в результате антипересечения подуровней в магнитном поле с учетом сверхтонких взаимодействий с одним ядром изотопа  $^{29}\text{Si}$  во второй координационной сфере относительно вакансии кремния, входящей в состав спинового центра. Увеличение амплитуды модуляции магнитного поля до 40 мкТл при записи спектров ЛАС позволило значительно увеличить полезный сигнал, но привело к искажению формы спектров и исчезновению линий, связанных со сверхтонким взаимодействием с одним ядром изотопа  $^{29}\text{Si}$ .

Спектры ЛАС на рис. 3б для образцов E1 и E2, облученных электронами, демонстрируют увеличение амплитуды сигнала с ростом дозы облучения. Для более наглядного сопоставления спектров образцов Ref, E1 и E2 были изменены их масштабы: масштаб спектра ЛАС образца Ref был уменьшен в 1000 раз, а масштаб образца E2 – увеличен в 2 раза. Стоит отметить, что на низкотемпературном спектре ФЛ образца E2 отсутствует бесфонная линия  $V2$ . Тем не менее метод регистрации антипересечения спиновых подуровней позволяет зарегистрировать спектр ЛАС и тем самым идентифицировать образование центров окраски со спином  $S = 3/2$ . Это говорит о том, что метод обладает высокой чувствительностью и позволяет однозначно связать ФЛ при комнатной температуре с образованием  $V_{Si}$  центров.

В таблице 2 для каждого из исследуемых образцов приведены значения отношения сигнал/шум в спектрах ЛАС.

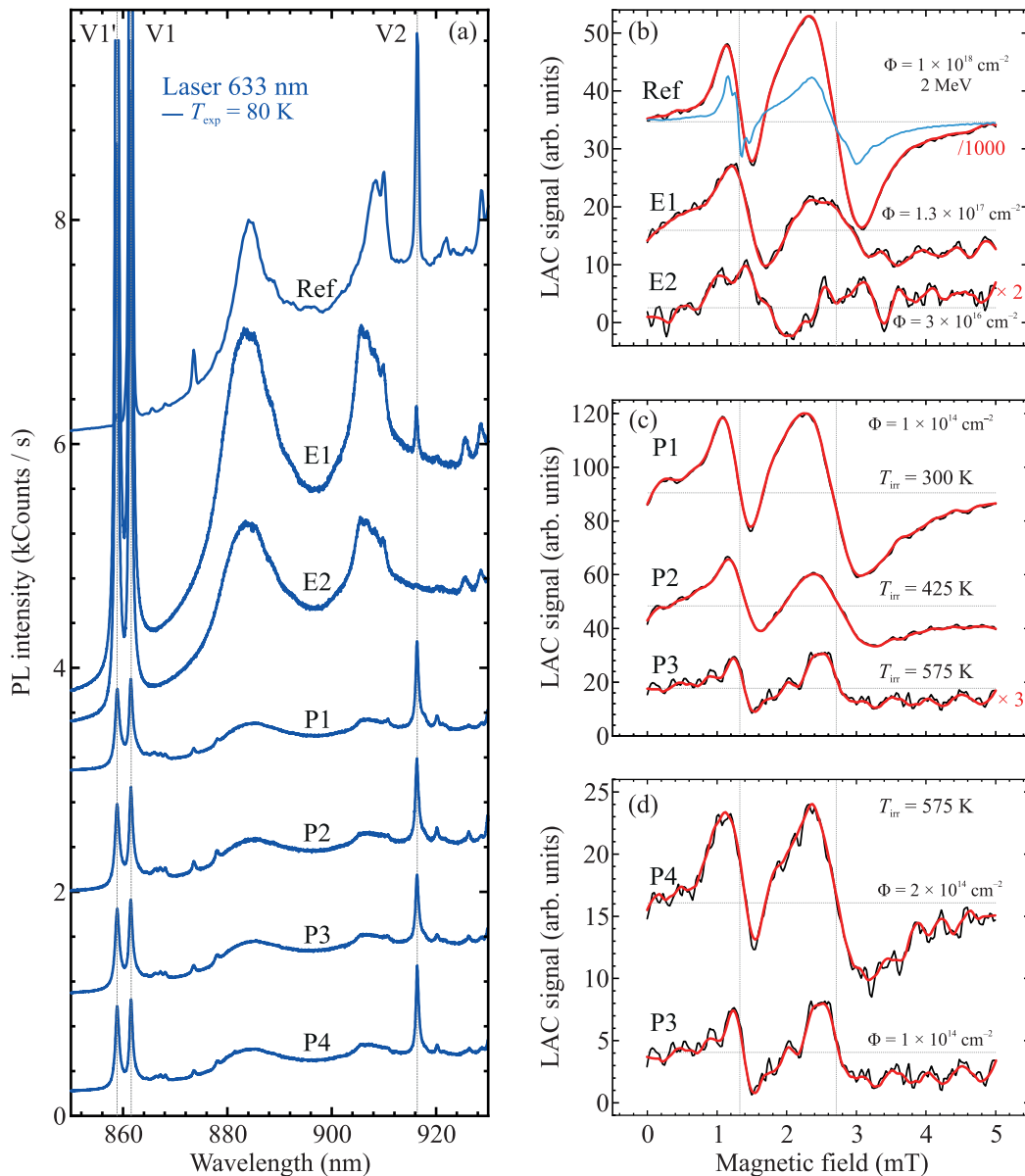


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Спектры  $\mu$ -ФЛ реперного монокристалла 4H-SiC (Ref), образцов E1–E2, облученных электронами, и образцов P1–P4, облученных протонами в различных условиях. (б) – Спектры LAC образца Ref и образцов E1–E2, облученных электронами различными дозами. Голубая кривая – спектр LAC образца Ref, зарегистрированный с амплитудой модуляции магнитного поля 1 мкТл. (с) – Спектры LAC образцов P1–P3, облученных протонами с одинаковой дозой и разными температурами облучения, обозначенными  $T_{\text{irr}}$  над кривыми; (д) – Спектры LAC образца P3–P4, облученных протонами с разными дозами при одинаковых температурах ( $T_{\text{irr}}$ ) облучения. Для всех спектров LAC красными линиями показано сглаживание методом Савицкого–Голея по 5 точкам; ось кристалла  $c$  направлена вдоль развертки магнитного поля  $B_0$

На рисунке 3с показаны спектры LAC образцов P1, P2 и P3, облученных протонами с одинаковой энергией и дозой, но разными температурой облучения: 300, 425 и 575 K соответственно. Для удобства сравнения масштаб спектра P3 увеличен в 3 раза. Повышение температуры облучения протонами приво-

дит к уменьшению отношения сигнал/шум (табл. 2) в спектрах LAC (погрешность вычисления параметра составила порядка 5%). Предполагается, что увеличение температуры облучения протонами играет роль краткосрочного отжига. Его влияние на уменьшение ФЛ диодов Шоттки схоже с влиянием отжи-

**Таблица 2.** Коэффициенты сигнал/шум в спектрах ЛАС исследуемых диодов Шоттки

Образец	Ref	E1	E2	P1	P2	P3	P4
Сигнал/шум в спектрах ЛАС, дБ	25.42	6.63	3.00	10.82	7.57	3.02	6.21

га образцов карбида кремния, облученных ионами водорода [25]. Такой отжиг может увеличивать подвижность  $V_{Si}$  и  $V_C$  спиновых центров [26], приводящую к образованию дивакансий.

Образец P4 был облучен двукратной дозой протонов по сравнению с образцом P3 при той же температуре 575 К. Спектры ЛАС образцов P4 и P3 представлены на рис. 3d. Увеличение дозы облучения протонами, как и в случае с облучением электронами, приводит к увеличению отношения сигнал/шум в спектрах ЛАС.

Смещение положений линий ЛАС вдоль оси разворота магнитного поля  $B_0$ , а также изменение формы спектра ЛАС может быть вызвано присутствием ферромагнитных примесей в слое металлизации диодов Шоттки, которые даже при малых концентрациях могут создавать магнитное поле, сопоставимое с магнитным полем земли.

**Закключение.** Впервые на базе коммерчески доступных диодов Шоттки на основе 4H-SiC при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ или протонами с энергией 15 МэВ продемонстрирована полностью оптическая регистрация антипересечения спиновых подуровней, идентифицированы спиновые центры окраски со спином  $S = 3/2$ . Установлено, что увеличение интегрального потока электронов облучения от  $3 \times 10^{16}$  до  $1.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$  и потока протонов от  $1 \times 10^{14}$  до  $2 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  приводит к росту отношения сигнал/шум в спектрах ЛАС. Повышение температуры облучения протонами с 300 до 575 К играет роль краткосрочного отжига, приводящего к уменьшению отношения сигнал/шум в спектрах ЛАС, что свидетельствует о снижении эффективности радиационного дефектообразования, приводящего к уменьшению точечных дефектов. Эти выводы хорошо согласуются с результатами изменения электрических свойств тех же образцов под влиянием протонного и электронного облучения, представленных в работах [27, 28]. Полученные результаты позволяют оптимизировать параметры радиационного легирования полупроводниковых приборов.

Представленные в настоящей работе исследования открывают возможность использования в качестве платформ для реализации магнитометрии го-

товые приборные структуры. Методика полностью оптической спектроскопии ЛАС может быть использована в качестве первичного анализа присутствия спиновых центров со спином  $S = 3/2$  для дальнейшего рассмотрения исследуемой структуры в качестве сенсора магнитного поля.

**Финансирование работы.** Исследование Ю. А. Успенской, В. В. Козловского, М. Е. Левинштейна, И. А. Елисеева выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-12-00003, <https://rscf.ru/project/22-12-00003/>, исследование Р. А. Бабунца выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект # 075-15-2021-1349).

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. P. G. Baranov, I. V. Il'in, E. N. Mokhov, M. V. Muzafarova, S. B. Orlinskii, and J. Schmidt, JETP Lett. **82**, 441 (2005).
2. P. G. Baranov, A. P. Bundakova, I. V. Borovykh, S. B. Orlinskii, R. Zondervan, and J. Schmidt, JETP Lett. **86**, 202 (2007).
3. R. A. Babunts, Yu. A. Uspenskaya, A. P. Bundakova, G. V. Mamin, E. N. Mokhov, and P. G. Baranov, JETP Lett. **118**, 629 (2023).
4. D. J. Christle, A. L. Falk, P. Andrich, P. V. Klimov, J. U. Hassan, N. T. Son, E. Janzén, T. Ohshima, and D. D. Awschalom, Nature Mater. **14**, 160 (2014).
5. H. J. von Bardeleben, J. L. Cantin, A. Csóré, A. Gali, E. Rauls, and U. Gerstmann, Phys. Rev. B **94**, 121202 (2016).
6. V. S. Vainer and V. A. Il'in, Sov. Phys. Solid State **23**, 2126 (1981).
7. J. Isoya, T. Umeda, N. Mizuochi, N. T. Son, E. Janzén, and T. Ohshima, Phys. Status Solidi (b) **245**, 1298 (2008).
8. V. A. Soltamov, B. V. Yavkin, D. O. Tolmachev, R. A. Babunts, A. G. Badalyan, V. Y. Davydov, E. N. Mokhov, I. I. Proskuryakov, S. B. Orlinskii, and P. G. Baranov, Phys. Rev. Lett. **115**, 247602 (2015).
9. P. G. Baranov, A. P. Bundakova, A. A. Soltamova, S. B. Orlinskii, I. V. Borovykh, R. Zondervan, R. Verberk, and J. Schmidt, Phys. Rev. B **83**, 125203 (2011).
10. H. Kraus, V. A. Soltamov, F. Fuchs, D. Simin, A. Sperlich, P. G. Baranov, G. V. Astakhov, and V. Dyakonov, Sci. Rep. **4**, 5303 (2014).
11. O. O. Soykal and T. L. Reinecke, Phys. Rev. B **95**, 081405 (2017).
12. D. Simin, V. A. Soltamov, A. V. Poshakinskiy, A. N. Anisimov, R. A. Babunts, D. O. Tolmachev, E. N. Mokhov, M. Trupke, S. A. Tarasenko, A. Sperlich, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, Phys. Rev. X **6**, 031014 (2016).

13. K. V. Likhachev, I. D. Breev, S. V. Kidalov, P. G. Baranov, S. S. Nagalyuk, A. V. Ankudinov, and A. N. Anisimov, *JETP Lett.* **116**, 840 (2022).
14. A. A. Lebedev, V. V. Kozlovski, K. S. Davydovskaya, and M. E. Levinshtein, *Materials* **14**, 4976 (2021).
15. C. J. Cochrane and P. M. Lenahan, *J. Appl. Phys.* **112**, 123714 (2012).
16. Details, datasheet, quote on part number: CPW3-1700-S010BWP. <https://www.digchip.com/datasheets/parts/datasheet/2101/CPW3-1700-S010B-WP.php>; (2021).
17. L. F. Zakharenkov, V. V. Kozlovski, and B. A. Shustrov, *Phys. Status Solidi A* **117**, 85 (1990).
18. K. V. Likhachev, I. P. Veyshtort, M. V. Uchaev, A. V. Batueva, V. V. Yakovleva, A. S. Gurin, R. A. Babunts, and P. G. Baranov, *JETP Lett.* **119**, 78 (2024).
19. S. Orlinski, J. Schmidt, E. Mokhov, and P. Baranov, *Phys. Rev. B* **67**, 125207 (2003).
20. P. G. Baranov, H.-J. von Bardeleben, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, *Magnetic Resonance of Semiconductors and Their Nanostructures: Basic and Advanced Applications: Springer Series in Materials Science*, Springer-Verlag GmbH Austria (2017), v. 253, ch. 6.
21. M. E. Bathen, A. Galeckas, J. Muting, H. M. Ayedh, U. Grossner, J. Coutinho, Y. K. Frodason, and L. Vines, *npj Quantum Inf.* **5**, 111 (2019).
22. E. Sörman, W. M. Chen, N. T. Son, C. Hallin, J. L. Lindström, B. Monemar, and E. Janzén, *Mat. Sci. Forum* **264**, 473 (1998).
23. M. Wagner, B. Magnusson, W. M. Chen, E. Janzén, E. Sörman, C. Hallin, and J. L. Lindström, *Phys. Rev. B* **62**, 16555 (2000).
24. E. Janzen, A. Gali, P. Carlsson, A. Gallstrom, B. Magnusson, and N. T. Son, *Physica B: Condensed Matter* **404**, 4354 (2009).
25. J.-F. Wang, Q. Li, F.-F. Yan, H. Liu, G.-P. Guo, W.-P. Zhang, X. Zhou, L.-P. Guo, Z.-H. Lin, J.-M. Cui, X.-Y. Xu, J.-S. Xu, C.-F. Li, and G.-C. Guo, *ACS Photonics* **6**, 1736 (2019).
26. E. M. Y. Lee, A. Yu, J. J. de Pablo, and G. Galli, *Nat. Commun.* **12**, 6325 (2021).
27. A. A. Lebedev, V. V. Kozlovski, M. E. Levinshtein, D. A. Malevsky, G. A. Oganessian, A. M. Strel'chuk, and K. S. Davydovskaya, *Semiconductors* **56**, 189 (2022).
28. A. A. Лебедев, Д. А. Малевский, В. В. Козловский, М. Е. Левинштейн, *ФТП* **57**, 743 (2023).