

Полностью оптическая сканирующая спектроскопия антипересечения электронных и ядерных спиновых уровней в кристалле 4H-SiC

К. В. Лихачев⁺¹⁾, И. П. Вейшторг⁺, М. В. Учаев^{+*}, А. В. Батуева⁺, В. В. Яковлева⁺, А. С. Гурин⁺,
Р. А. Бабунц⁺, П. Г. Баранов⁺

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

^{*} Физико-технический мегафакультет, Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 20 ноября 2023 г.

После переработки 27 ноября 2023 г.

Принята к публикации 28 ноября 2023 г.

Полностью оптическими методами зарегистрированы при комнатной температуре переходы в системе взаимодействующих электронных и ядерных спинов в центрах окраски с $S = 3/2$ в кристалле 4H-SiC с природным изотопным составом. Гигантские изменения фотолюминесценции в объеме $\sim 1 \text{ мкм}^3$, при непрерывном и импульсном лазерном возбуждении, происходят в области антипересечения электронных и ядерных спиновых уровней. Обнаружено оптическое проявление переворота ядерного спина изотопа ^{29}Si при сохранении проекции спина электрона. Все точки антипересечения спиновых подуровней, связанных сверхтонкими взаимодействиями, идентифицированы, что открывает возможности для наблюдения подобных эффектов в семействе квартетных спиновых центров в других политипах SiC.

DOI: 10.31857/S1234567824020022, EDN: rtvzky

В широкозонном полупроводнике карбиде кремния (SiC) имеется семейство квартетных спиновых центров окраски (спин $S = 3/2$), в которых осуществляется уникальный механизм оптически индуцированного выстраивания (поляризации) населенностей спиновых уровней при комнатной температуре и выше – вплоть до 300°C . Основным политипом для применений в квантовых технологиях является 4H-SiC, в котором реализуются спиновые центры с $S = 3/2$ с упомянутыми свойствами [1–4].

Оптически индуцированное выстраивание спинов позволяет осуществлять оптическое детектирование магнитного резонанса (ОДМР) и оптическую регистрацию сигналов антипересечения спиновых уровней (*level anticrossing* – LAC) по интенсивности фотолюминесценции (ФЛ), причем в последнем случае не требуется наличие микроволновой мощности [5, 6]. Техника оптического детектирования спиновых переходов приводит к гигантскому увеличению чувствительности, вплоть до возможности регистрировать одиночные спины при комнатной температуре [7, 8]. Спектроскопия LAC спиновых центров с $S = 3/2$ в SiC является перспективным инструментом для создания сенсоров магнитного поля и температуры с возможностью пространственного разрешения

в субмикронном диапазоне, а также для сенсоров магнитного поля, работающих в условиях высоких температур и радиации, включая космическое пространство [9]. Когда два энергетических уровня спиновой системы пересекаются в зависимости от магнитного поля, физические свойства квантовой системы изменяются в области пересечения, при этом антипересечение уровней реализуется, если два состояния, которые в первом приближении должны пересекаться, связаны дополнительным возмущением. В области LAC оптические свойства системы изменяются, 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 LAC приводят к появлению ярко выраженных особенностей в магнитолевой зависимости интенсивности ФЛ спиновых центров. LAC можно рассматривать как ОДМР с нулевой частотой. Имеется мнение, что все пересечения уровней, на самом деле, являются антипересечениями, поскольку все состояния взаимно связаны в некотором порядке теории возмущений [10].

В данной работе представлены результаты исследования центров окраски со спином $3/2$ в гексагональном политипе 4H-SiC. Центры со спином $S = 3/2$

¹⁾e-mail: kirill28.1998@gmail.com

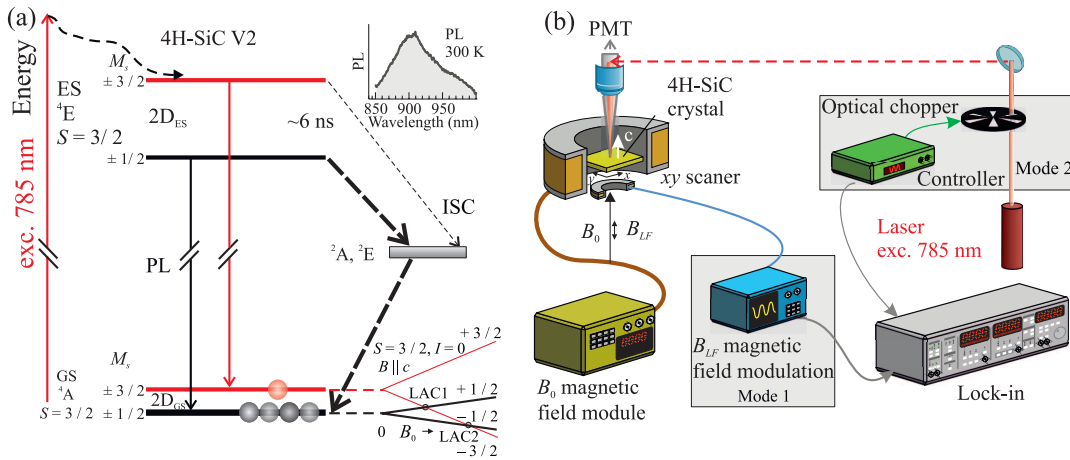


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема энергетических уровней спинового центра V2 в 4H-SiC, имеющего $S = 3/2$ как в основном состоянии (*ground state* – GS), так и в возбужденном состоянии (*excited state* – ES). Показан цикл оптически индуцированного выстраивания населенностей спиновых уровней в основном состоянии: возбуждение с сохранением спина, излучение с сохранением спина, безызлучательная рекомбинация через промежуточное метастабильное состояние (ISC) без сохранения спина. В результате заселяются нижние уровни с $S = \pm 1/2$, а уровни $S = \pm 3/2$ опустошаются. (b) – Фрагменты блок-схемы установки по регистрации антипересечения уровней при сканировании магнитного поля B_0 в двух опциях: опция 1 (mode 1), в которой модулируется магнитное поле с малой амплитудой на низкой частоте; опция 2 (mode 2), в которой модулируется интенсивность возбуждающего лазерного излучения на низкой частоте. Для обеих опций сигнал регистрируется на низкой частоте с помощью синхронного детектора (lock-in)

были введены в монокристалл 4H-SiC с низкой концентрацией азота путем облучения кристалла электронами с энергией 2 МэВ и потоком $\sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Принято обозначать центры окраски со спином $S = 3/2$ по соответствующим нуль-фононным линиям ФЛ (*zero-phonon lines* – ZPLs), в наших экспериментах исследуются V2 центры в 4H-SiC.

На рисунке 1a представлена 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). Для расчета энергетических уровней и соответствующих волновых функций использовались два пакета программ: VISUAL EPR [11] и EasySpin [12], все результаты расчетов с использованием обеих программ совпадают. Нерезонансные переходы из основного состояния в возбужденное состояние происходят при возбуждении инфракрасным (ИК) лазером в зону фононных повторений с последующей релаксацией на нижние уровни возбужденного состояния 4E . Обратные переходы из возбужденного состояния 4E в основное 4A возможны двумя путями: (i) излучательный переход с сохранением спина в виде фосфоресценции, которая показана на вставке к рис. 1a, время жизни в возбужденном состоянии $\sim 6 \text{ нс}$; (ii) безызлучательный переход без сохранения спина из возбужденного состояния 4E в промежуточное метастабильное состояние, так называемое,

между-системное пересечение (*intersystem crossing* – ISC), с последующим переходом из метастабильного состояния в основное состояние 4A . При этом, благодаря спин-селективному характеру переходов, после нескольких циклов оптического возбуждения (обычно в пределах субмикросекундного временного диапазона) населенности спинового центра выстраиваются. Так, для V2 в 4H-SiC заселяются нижние уровни с $S = \pm 1/2$, а уровни $S = \pm 3/2$ опустошаются [8]. До оптического возбуждения населенности спиновых уровней при комнатной температуре подчинялись Больцмановскому распределению и были практически одинаковыми, поскольку расщепление тонкой структуры между уровнями $S = \pm 1/2$ и $S = \pm 3/2$, равное $\Delta = 70 \text{ МГц}$, чрезвычайно мало.

Для выстраивания спиновых центров и возбуждения ФЛ (спектр ФЛ представлен на вставке к рис. 1a) применялся лазер с длиной волны 785 нм, мощностью 150 мВт, диаметр пятна в сканирующем конфокальном микроскопе $\sim 1 \text{ мкм}$. Сигнал ЛАС в разворачиваемом магнитном поле регистрировался с использованием двух опций (mode). Фрагменты блок-схемы установки по регистрации антипересечения уровней при изменении магнитного поля B_0 в двух опциях показаны на рис. 1b. Опция 1 (mode 1), в которой модулируется магнитное поле с малой амплитудой на низкой частоте при постоянном оптическом возбуждении, частота модуляции 162 Гц, амплитуда моду-

ляции 0.1 Гс, направление модуляционного поля совпадает с направлением B_0 , сигнал ЛАС регистрируется в виде производной. Опция 2 (mode 2), в которой модулируется интенсивность возбуждающего лазерного излучения на низкой частоте (light-on, light-off) при наличии только изменяющегося магнитного поля B_0 , частота модуляции 156 Гц, сигнал ЛАС регистрируется в виде кривой поглощения. В опции 2 при импульсном оптическом возбуждении происходит динамический процесс, при котором происходит выстраивание населенностей спиновых уровней и разрушение выстраивания в области ЛАС за короткое время оптического импульса (в наших экспериментах в субмиллисекундном диапазоне). Эту методику предполагается в дальнейшем использовать для исследования переходных спиновых процессов в различных точках ЛАС, более того, регистрируются также сигналы ЛАС для возбужденных состояний с $S = 3/2$. Для обеих опций сигнал регистрируется на низкой частоте с помощью синхронного детектора (lock-in) по изменению интенсивности ФЛ.

Исследуемые спиновые центры окраски обладают аксиальной симметрией вдоль оси c кристалла, в состав этих центров входит отрицательно заряженная вакансия кремния со спином $S = 3/2$. Аксиальная симметрия центра определяется наличием возбуждения в виде собственного дефекта вдоль оси c [13], этим собственным дефектом, по нашему мнению, является нейтральная вакансия углерода, не связанная ковалентно с упомянутой вакансией кремния. Эксперименты сделаны на радиоспектроскопическом комплексе, созданном в ФТИ им. А. Ф. Иоффе, в виде спектрометра ОДМР, выполненного на базе сканирующего конфокального оптического микроскопа фирмы НТ МДТ. Образец в виде пластины кристалла 4Н-SiC со спиновыми центрами $S = 3/2$, гексагональная ось c которого ориентирована перпендикулярно плоскости кристалла, помещается в конфокальный микроскоп. Аксиальная ось спиновых центров ориентирована вдоль оси c кристалла. Сканирующее магнитное поле B_0 и модуляционное магнитное поле (для опции 1) ориентированы параллельно оси спинового центра.

Спектр электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) спиновых центров с $S = 3/2$ описывается спиновым гамилтонианом:

$$H = g\mu_B \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} + D[\mathbf{S}_z^2 - 1/3S(S+1)] + A\mathbf{I} \cdot \mathbf{S}, \quad (1)$$

где B – магнитное поле, g – изотропный g -фактор, равный 2.00, μ_B – магнетон Бора, D – параметр тонкой структуры при аксиальном кристаллическом поле, A – изотропное сверхтонкое взаимодействие с од-

ним ядром изотопа ^{29}Si ($I = 1/2$), расположенным во второй координационной сфере вакансии кремния, входящей в структуру центра. Расщепления тонкой структуры для V2-центров в 4Н-SiC $\Delta v = 2D = 23.4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1} = 70 \text{ МГц}$. В соответствии с предложенной моделью спиновых центров с $S = 3/2$ основную роль играет вакансия кремния, в ближайшем окружении которой находятся четыре атома углерода, анизотропную сверхтонкую структуру с одним ядром ^{13}C нам ранее удалось оптически наблюдать в десятикратно обогащенном изотопом ^{13}C кристалле 6Н-SiC [14]. Сверхтонкая структура для взаимодействия с ^{29}Si во второй координационной сфере относительно вакансии кремния (двенадцать атомов Si_{NNN} , где NNN – *next nearest neighbor*) составляет $9 \text{ МГц} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ [15].

На рисунке 2а показаны сигналы ЛАС для спиновых V2 центров, $S = 3/2$, в основном состоянии (GS), зарегистрированные в ориентации $B||c$ при комнатной температуре по изменению интенсивности ФЛ в монокристалле 4Н-SiC с природным содержанием изотопов. Сигналы ЛАС зарегистрированы с использованием сканирующего конфокального оптического микроскопа в сфокусированном объеме ($\sim 1 \text{ мкм}^3$) возбуждающего лазерного луча с длиной волны 785 нм. Верхний спектр (синий цвет) соответствует сигналам ЛАС в виде производной от величины изменяющегося магнитного поля, зарегистрированные с использованием опции 1 с низкочастотной модуляцией магнитного поля с амплитудой $\sim 0.1 \text{ Гс}$. Нижний спектр (красный цвет) представляет сигналы ЛАС, зарегистрированные с использованием низкочастотной модуляции интенсивности возбуждающего света лазера, опция 2, показана форма модуляции света в виде периодических импульсов включения и выключения света с периодом $T = 1/f$, где f – частота модуляции. В верхней части (рис. 2б) показана схема энергетических уровней в магнитном поле для четных изотопов кремния, у которых нулевой ядерный магнитный момент: $S = 3/2$, $I = 0$, $D = 35 \text{ МГц} = 11.7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, $\Delta = 2D = 70 \text{ МГц} = 23.4 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Мы используем в качестве спиновых функций собственные функции операторов \hat{S}_Z и \hat{I}_Z , которые в случае ориентации магнитного поля вдоль оси аксиального центра, являются правильными функциями, за исключением области ЛАС [16]. Используются следующие обозначения для волновых функций электронов в состоянии $S = 3/2$: $M_S = \pm 1/2$ и $M_S = \pm 3/2$ в виде $|\pm 1/2\rangle$ и $|\pm 3/2\rangle$, соответственно. Уровни, соответствующие нижним состояниям $M_S = \pm 1/2$, ($|\pm 1/2\rangle$), отмечены более толстыми линиями, чтобы подчеркнуть пре-

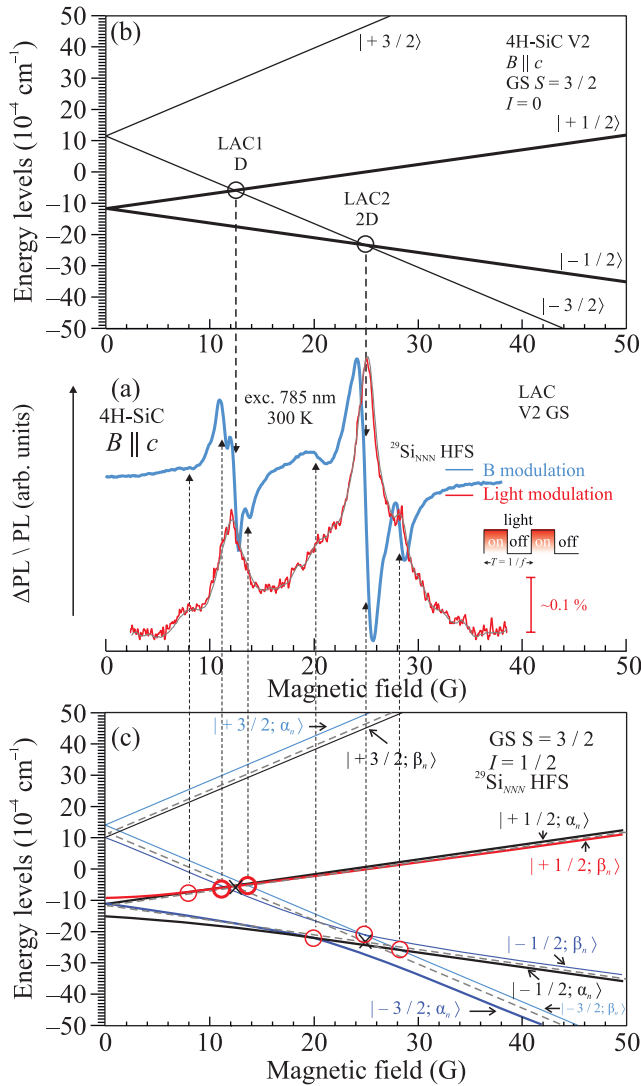


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Сигналы LAC, зарегистрированные по изменению интенсивности ФЛ спиновых центров V2. Верхний спектр (синий цвет) показывает сигналы LAC, зарегистрированные с низкочастотной модуляцией магнитного поля; нижний спектр (красный цвет) показывает сигналы LAC, зарегистрированные с использованием низкочастотной модуляции интенсивности возбуждающего света лазера. (b) – Схема энергетических уровней в магнитном поле для четных изотопов кремния. Уровни, соответствующие состояниям $M_S = \pm 1/2$, отмечены более толстыми линиями, чтобы подчеркнуть преимущественное заселение этих уровней в результате оптического выстраивания. Кружками обозначены точки LAC в основном состоянии. (c) – Схема энергетических уровней в магнитном поле с учетом сверхтонких взаимодействий с одним ядром изотопа ^{29}Si . Пунктиром для сравнения приведены энергетические уровни для $I = 0$, крестиками указаны две соответствующие точки LAC

имущественное заселение этих уровней в результате оптического выстраивания. Используются следующие обозначения для волновых функций ядер ^{29}Si в состоянии $I = 1/2$: $m_I = +1/2$ и $m_I = -1/2$ в виде $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$, соответственно. Таким образом, волновые функции с учетом электронного и ядерного спинов записываются в виде $|M_S; m_I\rangle$, в общем случае волновые функции являются линейной комбинацией упомянутых функций. Кружками обозначены точки антипересечения уровней в основном состоянии: первое LAC1, с изменением проекции электронного спина $\Delta M_S = \pm 2$ и второе LAC2, с изменением проекции электронного спина $\Delta M_S = \pm 1$. На нижней части рисунка (рис. 2c) показана схема энергетических уровней в магнитном поле с учетом сверхтонких взаимодействий с одним ядром изотопа ^{29}Si , находящимся во второй координационной сфере относительно вакансии кремния, входящей в состав спинового центра (Si_{NNN}): $S = 3/2$, $I = 1/2$, $A = 9 \text{ МГц} = 3 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1} = 3.2 \text{ Гс}$. Как и на верхней схеме, уровни, соответствующие нижним состояниям $M_S = \pm 1/2$, отмечены более толстыми линиями, чтобы подчеркнуть преимущественное заселение этих уровней в результате оптического выстраивания. Сигналы LAC уровней отмечены кружками, при этом, два LAC, где с уровнем $M_S = -3/2$ пересекаются по два уровня с $M_S = +1/2$, кружки отмечены толстыми линиями. Пунктиром для сравнения приведены энергетические уровни, представленные на рис. 2b для $I = 0$, крестиками указаны две точки LAC для этих уровней. Стрелками показано соответствие наблюдаемых в эксперименте сигналов LAC точкам антипересечения в системе энергетических уровней.

На рисунке 2c точки LAC, обозначенные кружками с последовательностью расположения по направлению увеличения магнитного поля соответствуют переходам: $|+1/2, \alpha\rangle \leftrightarrow |+1/2, \beta\rangle$; $|+1/2, \alpha\rangle \leftrightarrow |-1/2, \beta\rangle$; $|+1/2, \beta\rangle \leftrightarrow |-1/2, \beta\rangle$; $|+1/2, \alpha\rangle \leftrightarrow |-3/2, \beta\rangle$; $|+1/2, \beta\rangle \leftrightarrow |-3/2, \beta\rangle$; $|+1/2, \alpha\rangle \leftrightarrow |-3/2, \alpha\rangle$; $|-1/2, \beta\rangle \leftrightarrow |-3/2, \beta\rangle$; $|-1/2, \alpha\rangle \leftrightarrow |-3/2, \beta\rangle$. Использовались обозначения волновых функций в приближении сильных магнитных полей. Имеется набор различных переходов: разрешенный электронный спиновый переход с переворотом ядерного спина и без переворота ядерного спина; запрещенный электронный спиновый переход с переворотом ядерного спина и без переворота ядерного спина; переход с переворотом ядерного спина без переворота электронного спина.

На рисунке 3 приводится экспериментальный спектр LAC в кристалле 4H-SiC с природным содер-

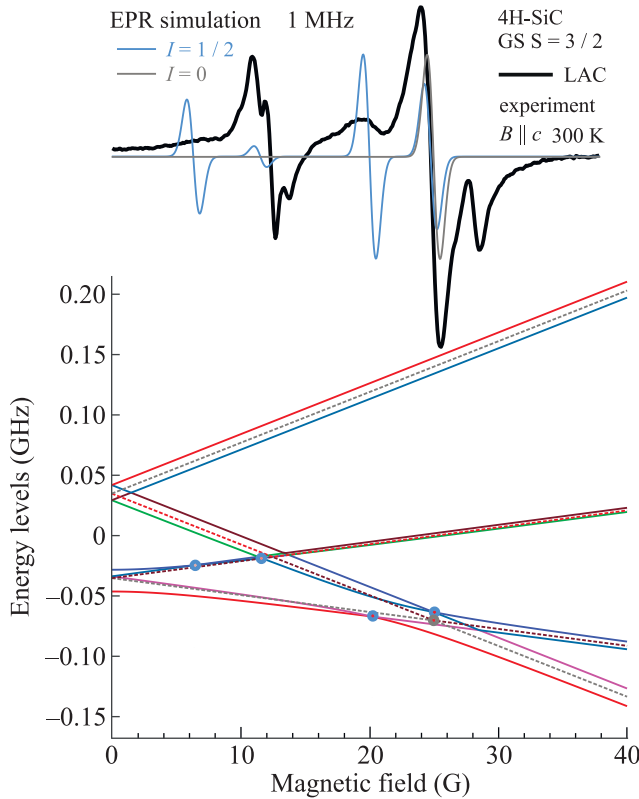


Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментальный спектр ЛАС в кристалле 4H-SiC с природным содержанием изотопов и симуляция спектров ЭПР, выполненная для частоты, близкой к нулю (0.1 МГц). Внизу показана система энергетических уровней, рассчитанная для $S = 3/2$, сплошные линии для $I = 1/2$, пунктир для $I = 0$, параметры те же, что и представленные на рис. 2. Заполненными кружками указаны точки ЭПР переходов для частот 0.1 МГц, сверху показаны соответствующие симулированные линии ЭПР для этих переходов. Цветовая гамма энергетических линий дает информацию о точках пересечения уровней, где происходит смешивание спиновых волновых функций

жанием изотопов (см. рис. 2а) и симуляция спектров ЭПР, выполненная для частоты близкой к нулю (0.1 МГц), которая практически должна совпадать с сигналами ЛАС, так как меньше ширины линий этих сигналов, ориентация $B \parallel c$, температура 300 К. Внизу показана система энергетических уровней, рассчитанная для $S = 3/2$, сплошные линии $I = 1/2$, пунктир $I = 0$, параметры те же, что и представленные на рис. 2. Заполненными кружками указаны точки ЭПР переходов для частот 0.1 МГц, сверху показаны соответствующие симулированные линии ЭПР для этих переходов. Видно, что ЭПР переходы только частично совпадают с экспериментальными спектрами ЛАС, т.е. антипересечение уровней дает

более широкий набор переходов. Цветовая гамма энергетических линий дает информацию о точках пересечения уровней, где происходит смешивание спиновых волновых функций, приводящее к сигналам ЛАС, т.е. это внутренние свойства системы, тогда как сигналы ЭПР отражают ненулевые матричные элементы переходов между уровнями в результате внешнего воздействия (резонансного микроволнового излучения). На рисунке 2 для упрощения мы использовали одинаковые цвета для каждого из энергетических уровней $|M_S; m_I\rangle$ во всем диапазоне магнитных полей. В ЛАС спиновые подуровни смешивается статическим возмущением, в то время как в ЭПР и ОДМР внешнее воздействие зависит от времени. Наиболее отчетливо это различие проявляется в системе уровней с $I = 0$, где ЛАС1 вообще не проявляется в спектре ЭПР, что ожидаемо, так как ЛАС1 соответствует запрещенному переходу в ЭПР с $\Delta M_S = \pm 2$. Волновые функции для представленных на рис. 2 и 3 энергетических уровней, являются линейной комбинацией соответствующих спиновых состояний: для уровней с $I = 0$ в виде линейной комбинации четырех состояний $|M_S\rangle$; для уровней со СТ взаимодействием с одним ядром ^{29}Si ($I = 1/2$) в виде линейной комбинации восьми состояний $|M_S, m_I\rangle$. Отметим, что изменения интенсивности ФЛ в области ЛАС с перевертыванием и без перевертывания ядерного спина позволяет судить о поляризации ядерных спинов, включая эффекты динамической поляризации ядер, а также потенциально дает инструмент для манипулирования ядерными спинами под действием оптического и микроволнового возбуждения.

Классификация обозначений в волновых функциях для $S = 3/2$, $I = 1/2$, $D = 35$ МГц, $A = 9$ МГц, рассчитанных с помощью пакета программ [11] имеет вид: $|1\rangle = | +3/2, \alpha_n \rangle$; $|8\rangle = | -3/2, \beta_n \rangle$; $|5\rangle = | +3/2, \beta_n \rangle$; $|2\rangle = | +1/2, \alpha_n \rangle$; $|6\rangle = | +1/2, \beta_n \rangle$; $|7\rangle = | -1/2, \beta_n \rangle$; $|3\rangle = | -1/2, \alpha_n \rangle$; $|4\rangle = | -3/2, \alpha_n \rangle$.

В этих обозначениях волновые функции в нулевом магнитном поле для уровней на рис. 2с и 3 имеют вид в последовательности снизу вверх: $|I\rangle = -0.7071|3\rangle + 0.7071|6\rangle$; $|II\rangle = 0.9922|2\rangle - 0.1244|5\rangle$; $|III\rangle = -0.1244|4\rangle + 0.9922|7\rangle$; $|IV\rangle = 0.7071|3\rangle + 0.7071|6\rangle$; $|V\rangle = 0.9922|4\rangle + 0.1244|7\rangle$; $|VI\rangle = 0.1244|2\rangle + 0.9922|5\rangle$; $|VII\rangle = 1.0000|1\rangle$; $|VIII\rangle = 1.0000|8\rangle$.

Волновые функции в приближении сильного магнитного поля (50.5 Гс) имеют вид в последовательности снизу вверх: $|I\rangle = 0.9954|4\rangle - 0.0955|7\rangle$; $|II\rangle = 1.0000|8\rangle$; $|III\rangle = 0.9980|3\rangle - 0.0631|6\rangle$; $|IV\rangle = 0.0955|4\rangle + 0.9954|7\rangle$; $|V\rangle = 0.0631|3\rangle + 0.9980|6\rangle$;

$|VI\rangle = 0.9993|2\rangle - 0.0383|5\rangle$; $|VII\rangle = 0.0383|2\rangle + 0.9993|5\rangle$; $|VIII\rangle = 1.0000|1\rangle$. Подчеркнуты чистые состояния во всем диапазоне магнитных полей. Десятикратное увеличение магнитного поля превращает все волновые функции в одно состояние с коэффициентом ~ 1.0000 (0.9999), коэффициент для примеси других состояний составляет менее 0.01. Преобразования волновых функций в областях ЛАС отражаются в упомянутой цветовой гамме обозначения уровней на рис. 3 и также легко рассчитываются в применяемой программе. В результате происходят изменения в проекциях электронного спина и ядерного спина, важно подчеркнуть, что при этом, в отличие от ОДМР, нет необходимости прикладывать микроволновую мощность. Это особенно важно для регистрации короткоживущих возбужденных состояний, так как в упомянутом случае для возбуждения перехода между уровнями требуется большая микроволновая мощность.

Заключение. В работе продемонстрирована полностью оптическая спектроскопия сверхтонких взаимодействий в условиях окружающей среды в кристалле SiC с природным содержанием изотопов. Зарегистрированы все возможные антипересечения спиновых уровней в основном состоянии в системе сверхтонких взаимодействий с одним ядром изотопа кремния ^{29}Si , попадающим во вторую координационную сферу относительно вакансии кремния, входящей в структуру квартетного спинового центра. Обнаружено воздействие чисто ядерных переходов на интенсивность ФЛ квартетных спиновых центров. Представленные исследования открывают возможности для полностью оптической спектроскопии сверхтонких взаимодействий в широком наборе квартетных спиновых центров в других политипах SiC, насчитывающих в настоящее время более десяти обнаруженных объектов (в политипах 6H-, 15R-, 21R [8]). Имеются серьезные аргументы в пользу модели квартетных спиновых центров, в которых осуществляется оптически индуцированное выстраивание спинов, в виде структуры, состоящей из отрицательно заряженной вакансии кремния со спином $S = 3/2$ и собственного дефекта, расположенного в ближайшем окружении упомянутой вакансии в позиции вдоль оси c , не связанной ковалентно с вакансией кремния. Мы предполагаем, что этим дефектом является нейтральная вакансия углерода, хотя есть теоретические расчеты, в которых утверждается, что таким дефектом может быть дефект перестановки кремния (антисайт) в позиции углерода [17]. Для отрицательно заряженной вакансии кремния в идеальном окружении не осуществляется опти-

чески индуцированное выстраивание квартетных спиновых подуровней [18, 19].

Продемонстрированы возможности регистрации ЛАС при импульсном оптическом возбуждении, в результате которого происходит динамический процесс выстраивания населенностей спиновых уровней и разрушение выстраивания в области ЛАС за короткое время оптического импульса в субмиллисекундном диапазоне. Эту методику предполагается в дальнейшем использовать для исследования переходных спиновых процессов в различных точках ЛАС, включая также сигналы ЛАС для возбужденных состояний.

Квартетные спиновые центры в SiC были предложены нами для создания полностью оптических методов регистрации магнитных полей [5, 6] и температур [20] с микронным и субмикронным пространственным разрешением. Представленные результаты открывают возможности для полностью оптической манипуляции ядерными спинами, включая фиксацию эффектов ядерной поляризации. На основании спектроскопии сверхтонких взаимодействий нами разработано новое уникальное направление для создания сенсоров с полностью оптической векторной магнитометрией с микронным и субмикронным пространственным разрешением, результаты будут опубликованы в отдельной работе.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (грант # 23-12-00152), <https://rscf.ru/project/23-12-00152/>.

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. 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).
4. W. F. Koehl, B. B. Buckley, F. J. Heremans, G. Calusine, and D. D. Awschalom, Nature **479**, 84 (2011).
5. A. N. Anisimov, R. A. Babunts, S. V. Kidalov, E. N. Mokhov, V. A. Soltamov, and P. G. Baranov, JETP Lett. **104**, 82 (2016).
6. 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. Sperlch,

- P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, *Phys. Rev. X* **6**, 031014 (2016).
7. M. Widmann, S.-Y. Lee, T. Rendler, N. T. Son, H. Fedder, S. Paik, L.-P. Yang, N. Zhao, S. Yang, I. Booker, A. Denisenko, M. Jamali, S. A. Momenzadeh, I. Gerhardt, T. Ohshima, A. Gali, E. Janzen, and J. Wrachtrup, *Nat. Mater.* **14**, 164 (2015).
8. 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.
9. C. J. Cochrane, J. Blacksberg, M. A. Anders, and P. M. Lenahan, *Sci. Rep.* **6**, 37077 (2016).
10. H. Wieder and T. G. Eck, *Phys. Rev.* **153**, 103 (1967).
11. В. Г. Грачев, *ЖЭТФ* **92**, 1834 (1987) [V. G. Grachev, *Sov. Phys. JETP* **65**, 1029 (1987)].
12. S. Stoll and A. Schweiger, *J. Magn. Reson.* **178**(1), 42 (2006).
13. V. A. Soltamov, B. V. Yavkin, D. O. Tolmachev, R. A. Babunts, A. G. Badalyan, V. Yu. Davydov, E. N. Mokhov, I. I. Proskuryakov, S. B. Orlinskii, and P. G. Baranov, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 247602 (2015).
14. Р. А. Бабунц, А. Н. Анисимов, И. Д. Бреев, А. С. Гурин, А. П. Бундакова, М. В. Музафарова, Е. Н. Мохов, П. Г. Баранов, *Письма в ЖЭТФ* **114**, 533 (2021).
15. V. A. Soltamov, B. V. Yavkin, G. V. Mamin, S. B. Orlinskii, I. D. Breev, A. P. Bundakova, R. A. Babunts, A. N. Anisimov, and P. G. Baranov, *Phys. Rev. B* **104**, 125205 (2021).
16. D. V. Sosnovsky and K. L. Phys. *Rev. B* **103**, 014403 (2021).
17. A. Csóré, N. T. Son, and A. Gali, *Phys. Rev. B* **104**, 035207 (2021).
18. V. A. Soltamov, B. V. Yavkin, D. O. Tolmachev, R. A. Babunts, A. G. Badalyan, V. Yu. Davydov, E. N. Mokhov, I. I. Proskuryakov, S. B. Orlinskii, and P. G. Baranov, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 247602 (2015).
19. Р. А. Бабунц, Ю. А. Успенская, А. П. Бундакова, Г. В. Мамин, Е. Н. Мохов, П. Г. Баранов, *Письма в ЖЭТФ* **118**, 639 (2023).
20. A. N. Anisimov, D. Simin, V. A. Soltamov, S. P. Lebedev, P. G. Baranov, G. V. Astakhov, and V. Dyakonov, *Nature Scientific Reports* **6**, 33301 (2016); DOI: 10.1038/srep33301.