

03,07,09

NV⁻ дефекты в карбиде кремния для квантовой магнитометрии

© С.С. Нагалюк¹, О.П. Казарова¹, П.А. Косач², Е.Н. Мохов¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

² Институт физики, Казанский федеральный университет,
Казань, Россия

E-mail: siclab@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 21 ноября 2025 г.

В окончательной редакции 21 ноября 2025 г.

Принята к публикации 27 декабря 2025 г.

Спиновые и оптические свойства азотно-вакансационного дефекта (NV⁻ дефекта) в алмазе легли в основу создания на его основе твердотельных квантовых магнитометров с оптической накачкой. Недавно значительный прогресс был достигнут в исследованиях NV⁻ дефектов в SiC, являющимися прямыми аналогами NV⁻ в алмазе. В данной работе представлены результаты исследования когерентных свойств NV-дефектов в кристаллах SiC с природным и пониженным содержанием магнитных ядер ²⁹Si. Показано, что снижение концентрация магнитных изотопов кремния позволяет улучшить когерентные характеристики NV-центров. Проведен сравнительный анализ эффективного времени поперечной релаксации (T_2^*) NV-дефектов в обеих типах матриц с целью оценки их пригодности для применения в квантовой магнитометрии, особенно в контексте недавнего прогресса в создании высокостабильных NV-дефектов в наноразмерных структурах SiC.

Ключевые слова: Нитрид алюминия р-типа, диффузия бериллия, оптическое поглощение.

DOI: 10.61011/FTT.2026.01.62573.288-25

1. Введение

Измерение магнитных полей на основе квантовых свойств точечных дефектов в твердых телах является одним из бурно развивающихся направлений квантовой сенсорики [1–4]. При этом, диапазон исследований охватывает как дефекты в трехмерных кристаллах, таких как алмаз и карбид кремния (SiC) [5,6], так и смещается в сторону двумерных материалов с ван дер ваальсовым типом межплоскостных связей [7,8], открывая широкое разнообразие спиновых систем, каждая из которых обладает своими преимуществами и ограничениями для реализации квантовых магнитометров на их основе. Наиболее изученной системой в этом направлении является отрицательно заряженный азотно-вакансационный дефект (NV⁻) в алмазе [3,4,9]. Благодаря возможности оптической инициализации и считывания спинового состояния $m_S = 0$ в его основном триплетном состоянии ($S = 1$), для NV⁻-центра реализуется оптическая регистрация магнитного резонанса (ОДМР). При этом принцип работы основан на регистрации смещений частоты спинового резонанса, которые определяются двумя основными механизмами: расщеплением спиновых подуровней основного состояния в нулевом магнитном поле (zero-field splitting, ZFS) с параметром D , а также зеемановским взаимодействием со внешним магнитным полем B . Таким образом, оптически индуцированное спиновое выстраивание и наличие спин-зависимой люминесценции дефекта, позволяющие регистрировать магнитный резонанс методом ОДМР, являются необходимыми условиями для реализации квантовых магнитометров с оп-

тической накачкой. Принципиальная чувствительность таких магнитометров ограничена эффективным временем поперечной когерентности T_2^* , которое определяет неоднородное уширение линии спинового резонанса и характеризует скорость затухания свободной прецессии спина под влиянием спин-спиновых взаимодействий и статических неоднородностей локального магнитного окружения, например, магнитных моментов окружающих ядер. Для ансамбля из N спинов минимальная магнитная чувствительность за время измерения τ может быть выражена как

$$\eta \approx \frac{1}{g\mu_B C \sqrt{NT_2^*}},$$

где g — гиromагнитный фактор парамагнитного дефекта, μ_B — магнетон Бора, C — коэффициент контраста сигнала ОДМР [10,11].

Из данной оценки следует, что чувствительность требует оптимального увеличения времени когерентности T_2^* в сочетании с высокими значениями N парамагнитных центров, высокой эффективности оптического считывания и масштабируемости числа регистрируемых спиновых центров. Для ансамблей NV⁻-центров в алмазе в результате ряда исследований были определены оптимальные сочетания этих ключевых параметров [9,11–14]. Так времена T_2^* находятся в диапазоне сотен наносекунд (100–300 ns), контраст C составляет порядка 0.3, N находится в диапазоне 0.012–10 ppm, что соответствует концентрациям порядка $2 \cdot 10^{15}$ – $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [11,13,14]. Данные параметры соответствуют чувствительности к маг-

нитному полю, на единицу объема алмаза порядка $10^{-13} T^* (\text{Hz} \cdot \text{mm}^3)^{-1/2}$ [11,14]. К настоящему моменту квантовые магнитометры с оптической накачкой на основе NV⁻ центров в алмазе нашли применение в исследованиях физики конденсированных сред [2], биологии и живых системах [15], науках о Земле и планетах [16], в промышленной магнитометрии [17], а также привели к созданию принципиально нового класса датчиков ядерного магнитного резонанса, позволяющих исследовать свойства одиночных ядерных спинов с наноразмерным разрешением [18].

Успехи, достигнутые в области NV-дефектов в алмазе, стимулировали поиск альтернативных твердофазных спиновых систем, обладающих сходными или даже более выгодными характеристиками, но при этом лучше приспособленных для технологической интеграции. В этом контексте значительное внимание исследователей привлекли дефекты в карбиде кремния, ввиду того, что этот материал представляет собой зрелую полупроводниковую платформу с развитой технологией изготовления приборов и получения подложек с заданными характеристиками диаметром вплоть до 6 дюймов [5,19–24]. Это открывает широкие перспективы для создания масштабируемых квантовых сенсоров. Кроме того, дефекты в SiC обладают рядом уникальных свойств, выгодных для сенсинга, как например то, что они оптически активны в ближнем инфракрасном диапазоне, что обеспечивает глубокое проникновение излучения в биологические ткани и малое поглощение в стандартных оптоволоконных линиях. Во-вторых, спиновые состояния многих центров в SiC имеют различные спиновую мультиплетность и характеризуются триплетным состоянием, как например у дивакансий [25,26], или квартетным ($S = 3/2$) в случае отрицательно заряженных вакансий кремния [5].

Особый интерес в настоящий момент представляет собой отрицательно заряженный азотно-вакансийный дефект в SiC, ввиду того, что он является прямым аналогом NV⁻ дефекта в алмазе. Структурно он формируется за счет вакансии кремния в отрицательном зарядовом состоянии (V_{Si}^-) и близящегося к этой вакансии атома азота, замещающего атом углерода в решетке (N_C), образуя тем самым парный дефект $N_C V_{\text{Si}}^-$ [27,28]. Его кристаллическая структура в случае гексагонального политипа 6H показана на рис. 1, a. Для данного политипа характерно наличие трех неэквивалентных позиций: одной гексагональной (h) и двух квазикубических (k_1, k_2). Соответственно, дефект $N_C V_{\text{Si}}^-$ в 6H может реализовываться в виде трех аксиальных конфигураций — NV_{hh} , $NV_{k_2 k_1}$ и $NV_{k_1 k_2}$, а также трех базальных — NV_{hk_1} , $NV_{k_1 h}$ и $NV_{k_2 k_2}$. И в настоящей работе мы сосредоточимся на примере одного аксиального центра, а именно $NV_{k_2 k_1}$. Особый интерес к аксиальным NV-дефектам обусловлен их структурным сходством с NV-дефектом в алмазе [27–29], наличием спин-зависимой фотолюминесценции в ближнем инфракрасном диапазоне с ярко выраженным бесфоновыми линиями при низких температурах (рис. 1, b), а также канала интеркомбинацион-

ной конверсии (рис. 1, c), который приводит к инверсной заселенности спинового подуровня с проекцией $m_S = 0$ основного триплетного ($S = 1$) состояния NV⁻.

В настоящее время свойства таких дефектов активно исследуются во всех политипах SiC, частности установлены их оптические характеристики, разработаны методы их генерации путем облучения частицами высоких энергий и высокотемпературного отжига [27,30,31], а также разработаны технологии контролируемого создания NV-дефектов вnanoструктурах SiC [32]. Кроме того, благодаря спин зависимости фотолюминесценции, сигнал спинового резонанса NV-дефектов в SiC экспериментально регистрируется методом ОДМР [33].

В настоящей работе мы приводим результаты исследований свойств когерентности NV⁻ центров в изотопно модифицированном SiC с целью демонстрации их применимости и высокой перспективности для создания квантовых магнитометров с оптической накачкой.

2. Экспериментальная часть

Кристаллы карбида кремния 6H-²⁸SiC с пониженным содержанием магнитного изотопа кремния ²⁹Si были получены методом сублимационного осаждения из паровой фазы при высоких температурах (PVT) [24], с использованием прекурсора, обогащенного немагнитным изотопом ²⁸Si. В качестве затравочной подложки применялась стандартная пластина 6H-SiC с природным изотопным составом: ²⁹Si (4.7%, $I = 1/2$), ²⁸Si (92.2%, $I = 0$), ³⁰Si (3.1%, $I = 0$), а также углеродные изотопы ¹²C (98.9%, $I = 0$) и ¹³C (1.1%, $I = 1/2$). В качестве источника изотопа ²⁸Si использовался промышленно доступный порошковый прекурсор с уровнем чистоты 99.98% по содержанию данного изотопа. Таким образом, концентрации изотопов ²⁹Si и ³⁰Si в исходном материале были снижены более чем на порядок по сравнению с их естественным содержанием. Для создания NV⁻-дефектов выращенные образцы подвергались облучению электронами с энергией 2 MeV при дозе $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ [31], после чего проводился отжиг образцов при температуре 900 °C в течение двух часов в атмосфере аргона. Эксперименты методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) проводились в импульсном режиме, с использованием коммерческого спектрометра Bruker E680 в диапазоне частот 94 GHz (W-диапазон). Импульсные ЭПР-спектры регистрировались измерением интегральной интенсивности сигнала электронного спинового эха (ESE) в зависимости от магнитного поля \mathbf{B} , с использованием последовательности Хана: $\pi/2 - \tau - \pi - \tau - \text{ESE}$. Длительность $\pi/2$ -импульса составляла 44 ns, а задержка $\tau = 280$ ns. Эти исследования были выполнены при комнатной температуре ($T = 300$ K) и при оптическом возбуждении NV-дефектов в SiC лазером с длиной волны 980 nm. Для демонстрации эффекта замещения изотопов ²⁹Si изотопами ²⁸Si проводился сравнительный анализ динамиче-

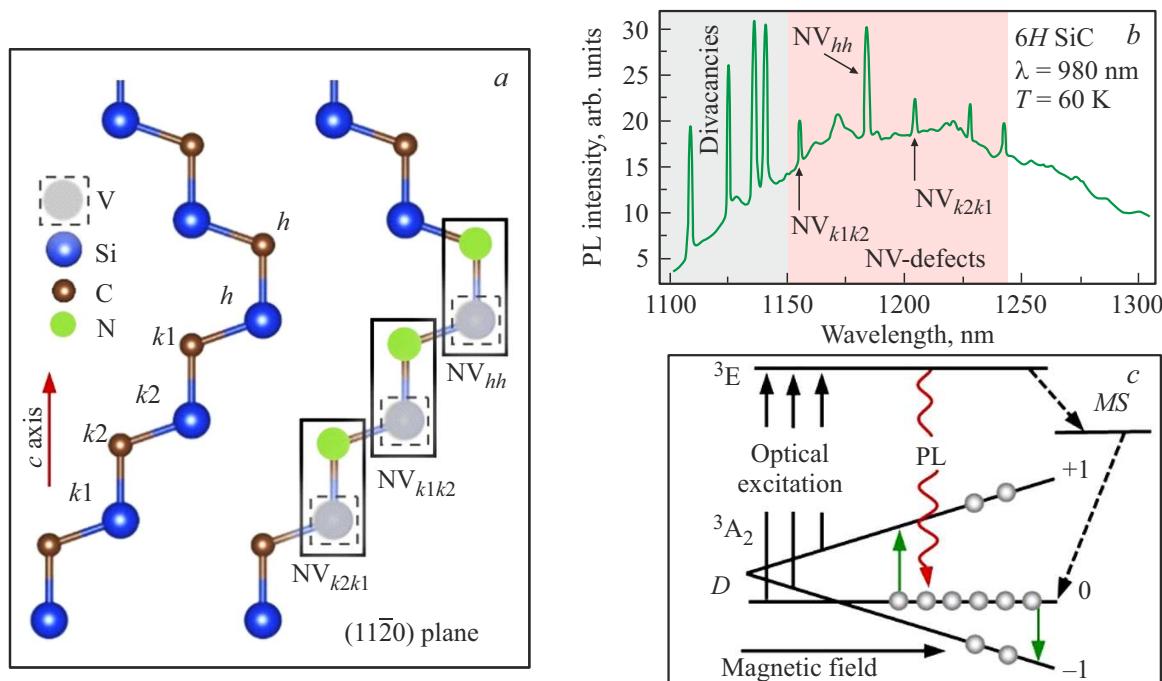


Рис. 1. (а) Структура 6H-SiC в плоскости 11-20. Атомы кремния, углерода и азота показаны синим, коричневым и зеленым цветами, соответственно. Гексагональные (h) и квазикубические (k_1 , k_2) неэквивалентные позиции обозначены соответственно. Вакансия кремния (V) обозначена пунктирным прямоугольником. Аксидальные конфигурации NV_{k1k2} , NV_{k2k1} и NV_{hh} обозначены прямоугольниками. (б) Спектр фотолюминесценции кристалла 6H-SiC с NV-дефектами, зарегистрированный при $T = 60$ К и оптическом возбуждении образца лазером длиной волны $\lambda = 980$ нм. Область бесфоновых линий (БФЛ) соответствующих дивакансиям указана серой штриховкой; область БФЛ NV-дефектов показана светлокрасной штриховкой с обозначением конфигураций NV-дефектов соответствующей БФЛ [28,34,35]. (с) Энергетическая структура уровней в цикле оптической накачки спиновых подуровней триплетного основного состояния NV^- дефектов. Спин-зависимая рекомбинация из возбужденного состояния (3E) в основное состояние (3A_2) через метастабильное состояние (MS) под воздействием оптической накачки (Optical excitation), изображена пунктирными стрелками. ИК фотолюминесценция, зависящая от спина, обозначено как PL. Разделение спиновых подуровней в состоянии $m_S = 0$, $m_S = +1$ и $m_S = -1$. Внешнее статическое магнитное поле (Magnetic Field) приводит к зеемановскому расщеплению спиновых подуровней на состояния $m_S = 0$, $m_S = +1$ и $m_S = -1$. Инверсная заселенность состояния $m_S = 0$ за счет оптической накачки схематично отображена серыми сферами. Зеленые стрелки показывают разрешенные переходы ЭПР.

ских и спектральных характеристик NV^- в кристалле 6H- ^{28}SiC и кристалле 4H-SiC с естественным содержанием изотопа ^{29}Si , NV-дефекты в котором создавались путем облучения кристалла протонами с последующим высокотемпературным отжигом [36].

3. Результаты и обсуждение

Спектр ЭПР, зарегистрированный на образце 6H- ^{28}SiC в режиме электронного спинового эха в W диапазоне при температуре $T = 300$ К с оптическим возбуждением лазером $\lambda = 980$ нм приведен на рис. 2, а. Совокупность аксиальных NV-центров отмечена стрелками с указанием расщепления между линиями по магнитному полю ΔB . Эти наблюдаемые расщепления между парами спектральных линий ЭПР соответствуют удвоенной величине расщепления спиновых подуровней триплетов в нулевом магнитном поле (Zero Field Splitting), которое на энергетической диаграмме уровней

рис. 1, с обозначен как D . А именно, $\Delta B \approx 2D/g\mu_B$, где g — электронный g -фактор $g \approx 2.00$, μ_B — магнетон Бора. На основе измеренных величин ΔB были рассчитаны параметры D для различных триплетных состояний, что позволяет однозначно установить конфигурацию дефекта. Полученные значения следующие: $NV_{k1k2} - D \approx 1.36$ GHz, для $NV_{hh} - D \approx 1.33$ GHz, для $NV_{k2k1} - D \approx 1.28$ GHz. Эти результаты согласуются с ранее установленными данными исследований этих дефектов методом ЭПР [28,31]. Из спектров также видно, что оптическое возбуждение приводит к перераспределению заселенности спиновых подуровней, а именно к инверсной заселенности спинового подуровня $m_S = 0$ относительно состояния $m_S = -1$ в основном состоянии. Соответствующая схема такой оптической накачки обсуждалась на рис. 1, с. Из спектра видно, что за счет спин-зависимой рекомбинации из возбужденного состояния 3E через метастабильное состояние (MS) в основное происходит преимущественное заселение $m_S = 0$. Таким

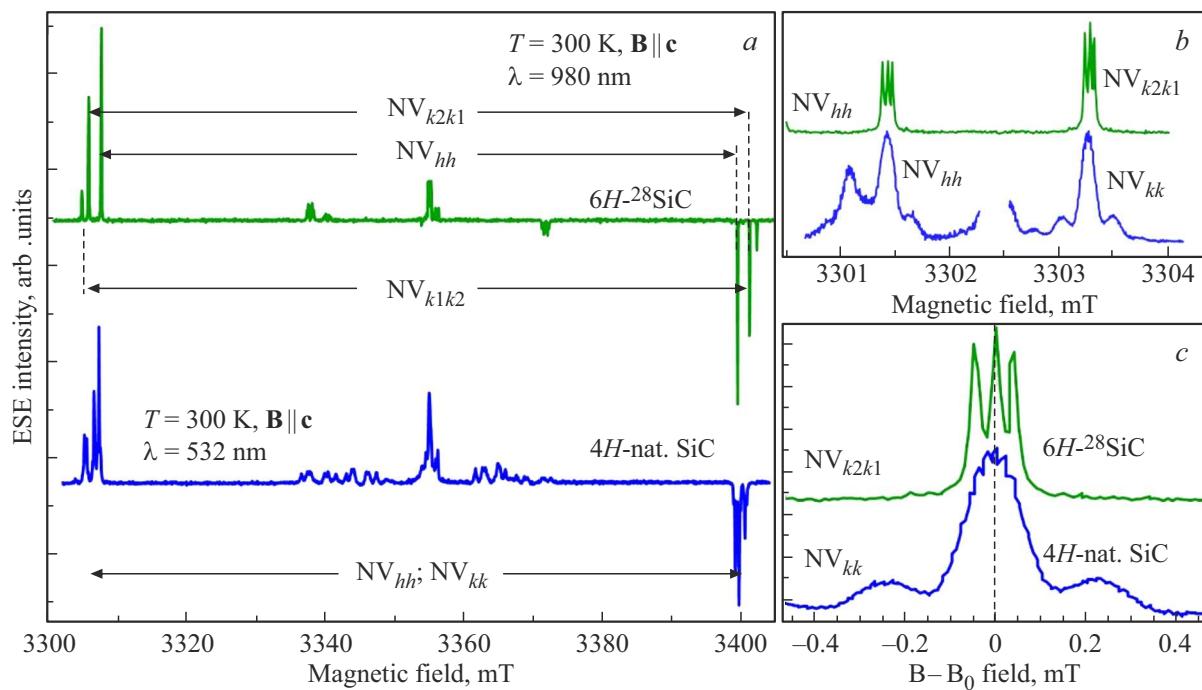


Рис. 2. (а) Спектр ЭПР NV⁻ дефектов в 6H-²⁸SiC, зарегистрированный при ориентации внешнего магнитного поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и оптическом возбуждении $\lambda = 980$ нм. Сигналы ЭПР аксиальных NV⁻ центров обозначены горизонтальными стрелками: NV_{hh}, NV_{k2k1}, NV_{k1k2}. Спектр ЭПР NV⁻ дефектов в 4H-SiC с природным содержанием изотопов, зарегистрированный при ориентации поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и оптическом возбуждении $\lambda = 532$ нм приведен снизу. Горизонтальной стрелкой показаны переходы от NV_{hh}, и NV_{kk} дефектов. (б) Переходы ЭПР NV⁻ центров в низком магнитном поле приведены в укрупненном масштабе. (с) Сравнение формы линий ЭПР NV_{k2k1} в 6H-²⁸SiC и NV_{kk} 4H-SiC. В случае 6H-²⁸SiC видна сверхтонкая структура (СТС), возникающая из-за взаимодействия электронного спина NV-центров с ядерным спином ¹⁴N ($I = 1$), в случае 4H-SiC тройка линий СТС размыта из-за взаимодействий с магнитными моментами атомов ²⁹Si. Спектры построены в координатах $\mathbf{B} - \mathbf{B}_0$, где \mathbf{B}_0 соответствует значениям резонансных магнитных полей центра ЭПР.

образом, одно из необходимых условий для реализации квантовых магнитометров с оптической накачкой, а именно оптически индуцированное перераспределение спиновой населенности хорошо выполняется для NV⁻ дефектов в SiC. Нижний спектр на рис. 2, а, зарегистрированный на образце 4H-SiC, также содержит сигналы от NV-дефектов в этом политипе. Аналогично случаю 6H-SiC видна оптически индуцированная инверсная заселенность триплетных подуровней, однако ширины линий в SiC с естественным содержанием изотопов ²⁹Si значительно превышают ширины линий NV-дефектов в SiC с пониженным содержанием ²⁹Si. Это наблюдение проиллюстрировано на рис. 2, б, с из которых видно, что сверхтонкая структура, обусловленная взаимодействием электронного спина NV-ценров с ядерным спином ¹⁴N, хорошо разрешается в случае NV-ценров в 6H-²⁸SiC, тогда как в случае 4H-SiC СТС размыта ввиду уширения ее компонент взаимодействием с ядерными магнитными моментами изотопа ²⁹Si.

Более наглядно эта ситуация представлена на рис. 2, с, на котором низкопольевые компоненты спектров ЭПР NV-ценров построены в центрированном масштабе магнитных полей на центр тяжести линии ЭПР. При этом стоит отметить, что величины СТВ с азотом для NV-

ценров в обоих политипах примерно одинаковы и составляют величины порядка 1.2 MHz видно, что ширина СТ компонент в случае NV⁻ центров в 6H-²⁸SiC значительно меньше аналогичных параметров для NV-ценров в алмазе. Уширение линии магнитного резонанса за счет СТВ с окружающими ядрами является ограничивающим фактором для эффективного времени поперечной спиновой релаксации (фазовой когерентности), которое в общем случае определяется как $T_2^* = 1/(\gamma_e H_{1/2})$, где $H_{1/2}$ — ширина линии на полувысоте в единицах постоянного магнитного поля, а γ_e гиромагнитное отношение для электрона. Таким образом, видно, что параметр T_2^* определяющий чувствительность магнитометра, в случае NV⁻ центров в 6H-²⁸SiC выглядит предпочтительней относительно аналогичного в кристалле SiC с натуральным содержанием изотопа ²⁹Si. Результаты прямых измерений времени эффективной поперечной релаксации посредством регистрации спада свободной индукции после микроволнового $\pi/2$ импульса для NV-дефектов в обоих кристаллах SiC приведены на рис. 3.

Анализ данных, представленных на рис. 3, демонстрирует существенные различия в параметрах времени поперечной спиновой релаксации T_2^* NV-ценров в матрице SiC с пониженным содержанием изотопа ²⁹Si

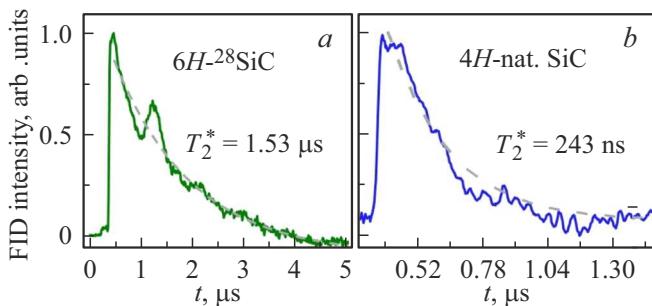


Рис. 3. Зависимости времени поперечной спиновой релаксации, измеренные для NV_{k2k1} в 6H-²⁸SiC и NV_{kk} в 4H-SiC. Спад сигнала свободной индукции хорошо описывается моноэкспоненциальной функцией вида $I(t) = A_0 \cdot e^{(-t/T_2^*)}$ с подгоночным параметром $T_2^* = 1.53 \mu\text{s}$ и $T_2^* = 243 \text{ ns}$ для NV_{k2k1} в 6H-²⁸SiC и NV_{kk} в 4H-SiC, соответственно (пунктирные огибающие).

по сравнению с матрицами с природным изотопным составом. Таким образом, изменение изотопного состава SiC приводит к существенному изменению времени когерентности спина и ввиду того, что чувствительность магнитометра обратно пропорциональна квадратному корню этого времени, можно ожидать, что она может быть увеличена приблизительно в два раза.

4. Заключение

В данной работе представлено сравнительное исследование когерентных свойств NV-дефектов в кристаллах SiC с природным и пониженным содержанием изотопа ²⁹Si. Показано, что изотопная модификация, приводящая к снижению концентрации магнитных ядер, существенно увеличивает эффективное время поперечной когерентности T_2^* , что, в свою очередь, способствует повышению чувствительности квантовых магнитометров с оптической накачкой. Как следует из оценки предельной чувствительности магнитометров, рассмотренной во введении, достижение высоких значений T_2^* при сохранении высокой концентрации контраста ОДМР, является ключевым условием для реализации чувствительных сенсоров. В контексте изотопно очищенных кристаллов SiC демонстрируют параметры, сопоставимые или превосходящие аналогичные системы на основе алмаза, особенно с учетом технологической простоты и высокой масштабируемости получения NV-дефектов в SiC. Дополнительным преимуществом является высокая совместимость карбида кремния с нанофабрикацией. Возможность создания наноразмерных структур на основе SiC открывает путь к разработке квантовых магнитометров с наноразрешением, что является передовым научным направлением. При этом, изготовление зондов из SiC представляется менее трудоемким по сравнению с алмазными аналогами, что может существенно упростить интеграцию квантовых сенсоров в прикладные устройства на подобие атомно силовых микроскопов.

Таким образом, представленные в работе результаты демонстрируют, что изотопно модифицированные кристаллы SiC являются перспективной платформой для создания квантовых магнитометров, сочетающих высокую чувствительность, компактность и технологическую совместимость с современными методами микро- и нанофабрикации.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания FFUG-2024-0024 „Функциональные материалы для микроэлектроники и фотоники“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R. Budakian, A. Finkler, A. Eichler, M. Poggio, C.L. Degen, S. Tabatabaei, I. Lee, P-C. Hammel, S.P. Eugene, T.H. Taminiau, R.L. Walsworth, P. London, A. Bleszynski Jayich, A. Ajoy, A. Pillai, J. Wrachtrup, F. Jelezko, Y. Bae, A.J. Heinrich, C.R. Ast, P. Bertet, P. Cappellaro, C. Bonato, Y. Altmann, E. Gauger. Nanotechnology, **35**, 41 (2024).
- [2] F. Casola, T. van der Sar, A. Yacoby. Nat. Rev. Mater. **3**, 17088 (2018).
- [3] A.K. Dmitriev, A.K. Vershovskii. Technical Physics **65**, 8, 1301–1306 (2020)
- [4] R.A. Babunts, A.A. Soltamova, D.O. Tolmachev, V.A. Soltamov, A.S. Gurin, A.N. Anisimov, V.L. Preobrazhenskii, P.G. Baranov. JETP Lett. **95**, 8, 429–432 (2012)
- [5] S.A. Tarasenko, A.V. Poshakinskiy, D. Simin, V.A. Soltamov, E.N. Mokhov, P.G. Baranov, V. Dyakonov, G.V. Astakhov. Phys. Status Solidi B **255**, 1 (2018).
- [6] K.V. Likhachev, M.V. Uchaev, I.P. Veyshtort, A.V. Batueva, A.S. Gurin, R.A. Babunts, P.G. Baranov. J. Appl. Phys. **137**, 015701 (2025).
- [7] S. Vaidya, X. Gao, S. Dikshit, I. Aharonovich, T.Li. Advances in Physics: X **8** (2023).
- [8] A. Gottscholl, M. Diez, V. Soltamov, C. Kasper, D. Krause, A. Sperlich, M. Kianinia, C. Bradac, I. Aharonovich, V. Dyakonov. Nat. Commun. **12**, 4480 (2021).
- [9] M.W. Doherty, N.B. Manson, P. Delaney, F. Jelezko, J. Wrachtrup, L. CL Hollenberg. Phys. Rep. **528**, 1, 1–45 (2013).
- [10] D. Budker, M. Romalis. Nat. Phys. **3**, 227 (2007).
- [11] V.M. Acosta, E. Bauch, M.P. Ledbetter, C. Santori, K.-MC. Fu, P.E. Barclay, R.G. Beausoleil, H. Linget, J.F. Roch, F. Treussart, S. Chemerisov, W. Gawlik, D. Budker. Phys. Rev. B **80**, 115202 (2009).
- [12] J.H.N. Loubser, J.A. van Wyk, Rep. Progr. Phys. **41**, 1202 (1978)
- [13] J.F. Barry, J.M. Schloss, E. Bauch, M.J. Turner, C.A. Hart, L.M. Pham, R.L. Walsworth, Rev. Mod. Phys. **92**, 015004 (2020).

- [14] S.V. Bolshedvorskii, S.A. Tarelkin, V.V. Soshenko, I.S. Cojocaru, O.R. Rubinas, V.N. Sorokin, V.G. Vins, A.N. Smolyaninov, S.G. Buga, A.S. Galkin, T.E. Drozdova, M.S. Kuznetsov, S.A. Nosukhin, A.V. Akimov. Phys. Status Solidi RRL, **1**, 7, 2200415 (2023).
- [15] R. Schirhagl, K. Chang, M. Loretz, C.L. Degen. Annu. Rev. Phys. Chem. **65**, 83–105 (2014). 10.1146/annurev-physchem-040513-103659
- [16] D.R. Glenn, R.R. Fu, P. Kehayias, D. Le Sage, E.A. Lima, B.P. Weiss, R.L. Walsworth. Geochem. Geophys. Geosyst. **18**, 3254 (2017).
- [17] A. Grosz, M.J. Haji-Sheikh, S.C. Mukhopadhyay. High Sensitivity Magnetometers (Springer, N.Y.), (2017).
- [18] I. Schwartz, J. Rosskopf, S. Schmitt, B. Tratzmiller, Q. Chen, L.P. McGuinness, F. Jelezko, M.B. Plenio. Sci. Rep. **9**, 6938 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41598-019-43404-2>
- [19] V.A. Soltamov, B.V. Yavkin, A.N. Anisimov, H. Singh, A.P. Bundakova, G.V. Mamin, S.B. Orlinskii, E.N. Mokhov, D. Suter, P.G. Baranov. Phys. Rev. B, **103**, 195201 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.103.195201
- [20] P.G. Baranov, A.P. Bundakova, A.A. Soltamova, S.B. Orlinskii, I.V. Borovykh, R. Zondervan, R. Verberk, J. Schmidt. Phys. Rev. B **83**, 125203 (2011).
- [21] D. Awschalom, R. Hanson, J. Wrachtrup, B.B. Zhou. Nat. Photonics, **12**, 516–527 (2018). DOI: 10.1038/s41566-188-0232-1
- [22] X. Chen, X. Yang, X. Xie, Y. Peng, L. Xiao, C. Shao, H. Li, X. Hu, X. Xu. Light: Science & Applications (2023). 12:28 Official journal of the CIOMP 2047-7538 <https://doi.org/10.1038/s41377-022-01037-7>
- [23] H.I. Helava, E.N. Mokhov, O.A. Avdeev, M.G. Ramm, D.P. Litvin, A.V. Vasiliev, A.D. Roenkov, S.S. Nagalyuk, Y. Makarov. Mater. Sci. Forum **742**, 85–90 (2013).
- [24] <https://www.powerwaywafer.com/4h-semi-insulating-sic.html>
- [25] P.G. Baranov, I.V. Il'in, E.N. Mokhov, M.V. Muzafarova, S.B. Orlinskii, J. Schmidt. JETP Lett. **82**, 441 (2005).
- [26] V.S. Vainer, V.A. Il'in. Sov. Phys. Solid State **23**, 2126 (1981).
- [27] A. Csöré, H.J. von Bardeleben, J.L. Cantin, A. Gali. Phys. Rev. B, **96**, 085204 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.96.085204
- [28] Kh. Khazen, H.J. von Bardeleben, S.A. Zargaleh, J.L. Cantin, Mu Zhao, W. Gao, T. Biktagirov, U. Gerstmann. Phys. Rev. B, **100**, 205202 (2019).
- [29] F.F. Murzakhanov, B.V. Yavkin, G.V. Mamin, S.B. Orlinskii, H.J. von Bardeleben, T. Biktagirov, U. Gerstmann, V.A. Soltamov. Phys. Rev. B, **103**, 245203 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.103.245203
- [30] S.I. Sato, T. Narahara, Y. Abe, Y. Hijikata, T. Umeda, T. Ohshima. J. Appl. Phys., **126**, 083105 (2019). DOI: 10.1063/1.5099327
- [31] Ф.Ф. Мурзаханов, Ю.А. Успенская, Е.Н. Мохов, О.П. Казарова, В.В. Козловский, В.А. Солтамов. ФТТ **66**, 4, 537–541 (2024).
- [32] V.A. Norman, S. Majety, A.H. Rubin, P. Saha, N.R. Gonzalez, J. Simo, B. Palomarez, L. Li, P.B. Curro, S. Vivasawmy, M. Radulaski. ACS Photonics **12**, 5, 2604–2611 (2025).
- [33] J.-F. Wang, F.-F. Yan, Q. Li, Z.-H. Liu, H. Liu, G.-P. Guo, L.-P. Guo, X. Zhou, J.-M. Cui, J. Wang, Z.-Q. Zhou, X.-Y. Xu, J.-S. Xu, C.-F. Li, G.-C. Guo. Phys. Rev. Lett. **124**, 223601 (2020).
- [34] A.L. Falk, B. B. Buckley, G. Calusine, W.F. Koehl, V.V. Dobrovitski, A. Politi, C.A. Zorman, P.X.-L. Feng, D.D. Awschalom. Nat. Commun. **4**, 1819 (2013). <https://doi.org/10.1038/ncomms2854>
- [35] Ю.Е. Ермакова, И.Н. Грачева, Ф.Ф. Мурзаханов, А.Н. Смирнов, И.А. Елисеев, О.П. Казарова, Г.В. Мамин, М.Р. Гафуров. Письма в ЖЭТФ **122**, 1–2, 116–122 (2025).
- [36] H.J. von Bardeleben, J.L. Cantin, E. Rauls, U. Gerstmann. Phys. Rev. B **92**, 064104 (2015).

Редактор Е.В. Толстякова