03,07,09

NV^- дефекты в карбиде кремния для квантовой магнитометрии

© С.С. Нагалюк[1], О.П. Казарова[1], П.А. Косач[2], Е.Н. Мохов[1]

[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-вакансионного 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 ^{29}Si. 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 p-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-вакансионный 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 оптической 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 — гиромагнитный 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 $2\cdot10^{15}-2\cdot10^{18}$ cm^{-3} [11,13,14]. Данные параметры соответствуют чувствительности к маг-

нитному полю, на единицу объема алмаза порядка $10^{-13}T^*\,(\mathrm{Hz}\cdot\mathrm{mm}^3)^{-1/2}$ [11,14]. К настоящему моменту квантовые магнитомтеры 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 диваканси [25,26], или квартетным ($S = 3/2$) в случае отрицательно заряженных вакансий кремния [5].

Особый интерес в настоящий момент представляет собой отрицательно заряженный азотно-вакансионный дефект в SiC, ввиду того, что он является прямым аналогом NV^- дефекта в алмазе. Структурно он формируется за счет вакансии кремния в отрицательном зарядовом состояние (V_{Si}^-) и ближайшего к этой вакансии атома азота, замещающего атом углерода в решетке (N_C), образуя тем самым парный дефект N_CV_{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 ($k1$, $k2$). Соответственно, дефект N_CV_{Si} в 6H может реализовываться в виде трех аксиальных конфигураций — NV_{hh}, NV_{k2k1} и NV_{k1k2}, а также трех базальных — NV_{hk1}, NV_{k1h} и NV_{k2k2}. И в настоящей работе мы сосредоточимся на примере одного аксиального центра, а именно NV_{k2k1}. 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 выраженными бесфононными линиями при низких температурах (рис. 1, b), а также канала интеркомбинационной 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 в наноструктурах SiC [32]. Кроме того, благодаря спин зависимой 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-^{28}SiC с пониженным содержанием магнитного изотопа кремния ^{29}Si были получены методом сублимационного осаждения из паровой фазы при высоких температурах (PVT) [24], с использованием прекурсора, обогащенного немагнитным изотопом ^{28}Si. В качестве затравочной подложки применялась стандартная пластина 6H-SiC с природным изотопным составом: ^{29}Si (4.7 %, $I = 1/2$), ^{28}Si (92.2 %, $I = 0$), ^{30}Si (3.1 %, $I = 0$), а также углеродные изотопы ^{12}C (98.9 %, $I = 0$) и ^{13}C (1.1 %, $I = 1/2$). В качестве источника изотопа ^{28}Si использовался промышленно доступный порошковый прекурсор с уровнем чистоты 99.98 % по содержанию данного изотопа. Таким образом, концентрации изотопов ^{29}Si и ^{30}Si 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 $2\cdot10^{18}\,\mathrm{cm}^{-2}$ [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 **B**, с использованием последовательности Хана: $\pi/2-\tau-\pi-\tau-$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 ^{29}Si изотопами ^{28}Si проводился сравнительный анализ динамиче-

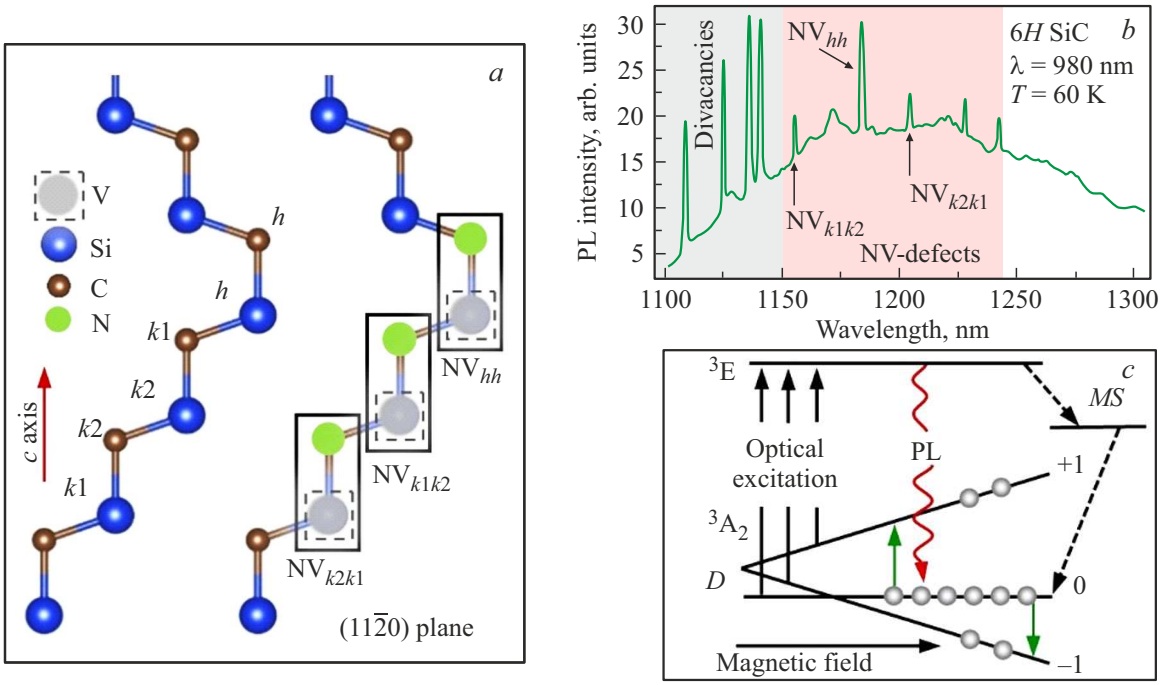


Рис. 1. (a) Структура 6H-SiC в плоскости 11-20. Атомы кремния, углерода и азота показаны синим, коричневым и зеленым цветами, соответственно. Гексагональные (h) и квазикубические ($k1$, $k2$) неэквивалентные позиции обозначены соответственно. Вакансия кремния (V) обозначена пунктирным прямоугольником. Аксиальные конфигурации NV$_{k1k2}$, NV$_{k2k1}$ и NV$_{hh}$ обозначены прямоугольниками. (b) Спектр фотолюминесценции кристалла 6H-SiC с NV-дефектами, зарегитсрированный при $T = 60$ K и оптическом возбуждении образца лазером длиной волны $\lambda = 980$ nm. Область бесфононных линий (БФЛ) соответствующих дивакансиям указаны серой штриховкой; область БФЛ NV-дефектов показана светлокрасной штриховкой с обозначением конфигураций NV-дефектов соответствующей БФЛ [28,34,35]. (c) Энергетическая структура уровней в цикле оптической накачки спиновых подуровней триплетного основного состояния NV$^-$ дефектов. Спин-зависимая рекомбинация из возбужденного состояния (^{3}E) в основное состояние (^{3}A$_2$) через метастабильное состояние (MS) под воздействием оптической накачки (Optical excitation), изображена пунктирными стрелками. ИК фотолюминесценция, зависящая от спина, обозначено как PL. Разделение спиновых подуровней спина при отсутствии внешнего магнитного поля характеризуется параметром тонкой структуры D и обозначено соответственно. 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 оптичекой 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 $T = 300$ K с оптическим возбуждением лазером $\lambda = 980$ nm приведен на рис. 2, a. 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, c обозначен как D. А именно, $\Delta B \simeq 2D/g\mu_B$, 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 дефектом методом ЭПР [28,31]. Из спектров также видно, что оптическое возбуждение приводит к перераспределнию заселенностей 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, c. Из спектра видно, что за счет спин-зависимой рекомбинации из возбужденного состояний ^{3}E через метастабильное состояние (MS) в основное происходит преимущественное заселение $m_S = 0$. Таким

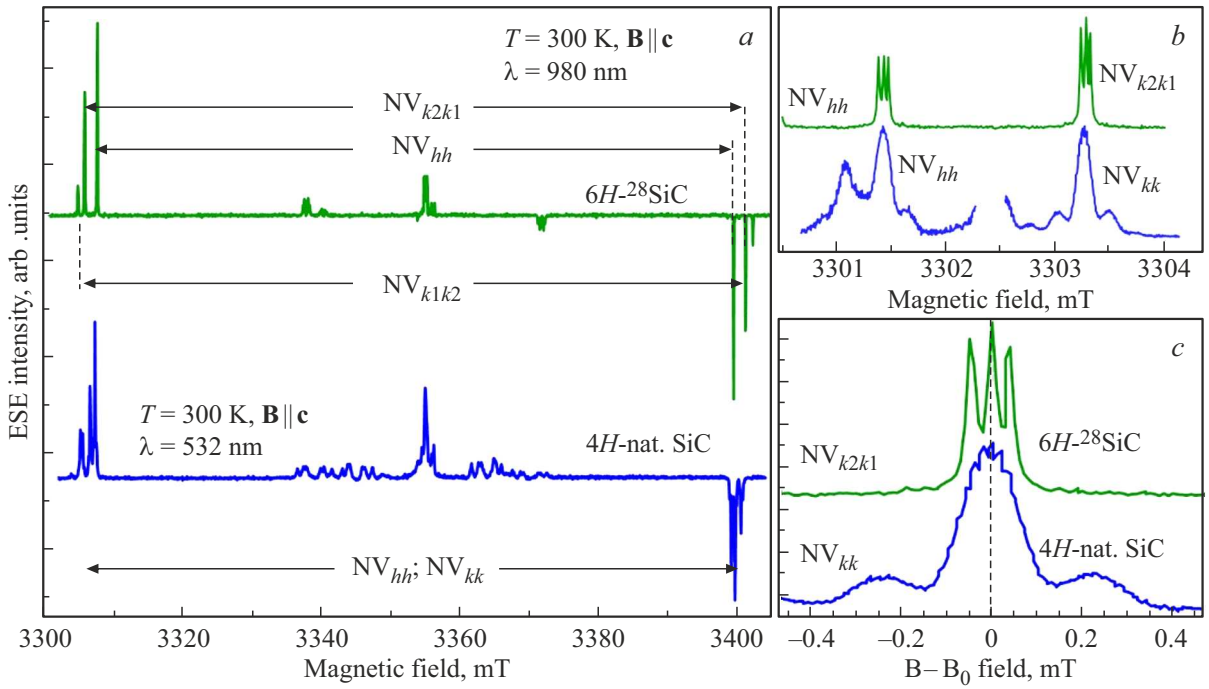


Рис. 2. (*a*) Спектр ЭПР NV^- дефектов в 6*H*-^{28}SiC, зарегистрированный при ориентации внешнего магнитного поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и оптическом возбуждении $\lambda = 980$ nm. Сигналы ЭПР аксиальных NV^- центров обозначены горизонтальными стрелками: NV_{hh}, NV_{k2k1}, NV_{k1k2}. Спектр ЭПР NV^- дефектов в 4*H*-SiC с природным содержанием изотопов, зарегистрированный при ориентации поля $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ и оптическом возбуждении $\lambda = 532$ nm приведен снизу. Горизонтальной стрелкой показаны переходы от NV_{hh}, и NV_{kk} дефектов. (*b*) Переходы ЭПР NV^- центров в низком магнитном поле приведены в укрупненном масштабе. (*c*) Сравнение формы линий ЭПР NV_{k2k1} в 6*H*-^{28}SiC и NV_{kk} 4*H*-SiC. В случае 6*H*-^{28}SiC видна сверхтонкая структура (СТС), возникающая из-за взаимодействия электронного спина NV-центров с ядерным спином ^{14}N ($I = 1$), в случае 4*H*-SiC тройка линий СТС размыта уширением из-за взаимодействий с магнитными моментами атомов ^{29}Si. Спектры построены в координатах $\mathbf{B} - \mathbf{B}_0$, где $\mathbf{B}_0$ соответствует значениям резонансных магнитных полей центра мас линии 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, *a*, зарегистрированный на образце 4*H*-SiC, также содержит сигналы от NV-дефектов в этом политипе. Аналогично случаю 6*H*-SiC видна оптически индуцированная инверсная заселенность триплетных подуровней, однако ширины линий в SiC с естественным содержание изотопов ^{29}Si значительно превышают ширины линий NV-дефектов в SiC с пониженным содержанием ^{29}Si. Это наблюдение проиллюстрировано на рис. 2, *b, c* из которых видно, что сверхтонкая структура, обусловленная взаимодействием электронного спина NV-ценров с ядерным спином ^{14}N, хорошо разрешается в случае NV-центров в 6*H*-^{28}SiC, тогда как в случае 4*H*-SiC СТС размыта ввиду уширения ее компонент взаимодействием с ядерными магнитными моментами изотопа ^{29}Si.

Более наглядно эта ситуация представлена на рис. 2, *c*, на котором низкополевые компоненты спектров ЭПР NV-центров построены в центрированном масштабе магнитных полей на центр тяжести линии ЭПР. При этом стоит отметить, что величины СТВ с азотом для NV-центров в обоих политипах примерно одинаковы и составляют величины порядка 1.2 MHz видно, что ширина СТ компонент в случае NV^- центров в 6*H*-^{28}SiC значительно меньше аналогичных параметров для NV-центров 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 6*H*-^{28}SiC выглядит предпочтительней относительно аналогичного в кристалле SiC с натуральным содержанием изотопа ^{29}Si. 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-центров в матрице SiC с пониженным содержанием изотопа ^{29}Si

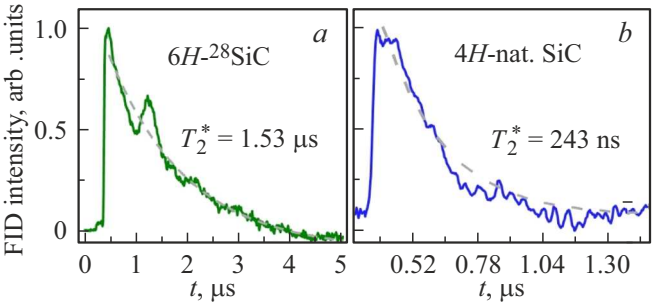


Рис. 3. Зависимости времени поперечной спиновой релаксации, измеренные для NV_{k2k1} в 6*H*-^{28}SiC и NV_{kk} в 4*H*-SiC. Спад сигнала свободной индукции хорошо описывается моноэкспоненциальной функцией вида $I(t) = A_0 \cdot e^{(-t/(T_2^*)}$ с подгоночным параметром $T_2^* = 1.53\,\mu$s и $T_2^* =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

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 ^{29}Si. 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 очищенные кристаллы 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. Gauge. 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: 10.28/s411566-188-0232-1
[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. Csóré, 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,1 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. Dhuey, S. Virasawmy, 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