

Оптическая спиновая инициализация азот-вакансионных центров в изотопно-обогащенном (^{28}Si) кристалле 6H-SiC для квантовых технологий

Ф. Ф. Мурзаханов^{ID+1)}, М. А. Садовникова^{ID+}, Г. В. Мамин^{ID+}, Д. В. Шуртакова^{ID+}, Е. Н. Мохов^{ID*},
О. П. Казарова^{ID*}, М. Р. Гафуров^{ID+}

⁺Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Казань, Россия

^{*}Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 1 марта 2024 г.

После переработки 13 марта 2024 г.

Принята к публикации 13 марта 2024 г.

Высокоспиновые дефектные центры в кристаллических матрицах используются в качестве базы для квантово-вычислительных технологий, высокочувствительных сенсоров и источников однофотонных излучений. В данной работе методами фотоиндуцированного ($\lambda = 980$ нм) высокочастотного (94 ГГц, 3.4 Тл) импульсного электронного парамагнитного резонанса при температуре $T = 150$ К исследованы оптически активные азот-вакансионные центры окраски (NV^-) в изотопно-модифицированном (^{28}Si , ядерный спин $I = 0$) кристалле карбида кремния 6H- ^{28}SiC . Идентифицированы три структурно-неэквивалентных типа NV^- центров с аксиальной симметрией и определены их спектроскопические параметры. Длинные ансамблевые значения времен спин-решеточной $T_1 = 1.3$ мс и спин-спиновой $T_2 = 59$ мкс релаксаций NV^- центров со сверхузкими линиями поглощения (450 кГц), позволяют высокоселективно возбуждать резонансные переходы между подуровнями (m_l), обусловленными слабым сверхтонким взаимодействием ($A \approx 1$ МГц) с ядрами ^{14}N ($I = 1$), для квантового манипулирования электронной спиновой намагниченностью.

DOI: 10.31857/S1234567824080032, EDN: JGWBUQ

Собственные или искусственно наведенные точечные дефекты в различных материалах привлекают к себе особое внимание исследователей, поскольку даже при крайне малых концентрациях могут оказывать существенное влияние на различные физико-химические характеристики веществ. Ряд дефектов вакансионного типа (центры окраски) способствует изменению оптических свойств кристаллов в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах [1–4]. Наличие высокоспинового состояния (электронный спин $S \geq 1$) в сочетании с оптическими, зарядовыми и когерентными свойствами, позволяет рассматривать центры окраски в качестве кандидатов на роль квантового бита (кубита) – базовой вычислительной единицы квантового компьютера. Широко известным и изученным является азот-вакансионный (NV^-) центр в алмазе, на основе которого реализованы прототипы квантово-вычислительных устройств и симуляторов, базовые протоколы квантовой криптографии и сенсоры, чувствительные к малым изменениям темпера-

туры [1, 2], магнитных полей [3] и давления [4]. Однако дороговизна производства и низкая технологичность алмазной матрицы затрудняют масштабное интегрирование алмаза в существующую полупроводниковую технику. Карбид кремния (SiC), содержащий центры окраски, призван стать возможной альтернативой алмазу, поскольку лишен обозначенных недостатков последнего и обладает достаточной механической прочностью, температурной, химической и радиационной стойкостью [5]. Известно, что SiC может служить надежной матрицей для широкого спектра высокоспиновых ($S = 1$ и $S = 3/2$) дефектов, таких как вакансии кремния (V_{Si}), дивакансии (VV) [6] и отрицательно заряженные азот-вакансионные центры (NV^-), являющиеся, с точки зрения микроскопической структуры, прямыми “близнецами” NV^- центров в алмазе [7, 8]. Спектр люминесценции NV^- центров в SiC с длиной волны $\lambda = 1.1–1.25$ мкм (ближний ИК диапазон) попадает в окно прозрачности биологических тканей и оптоволоконных каналов передачи информации (Одиапазон), существенно расширяя границы их практического применения.

¹⁾e-mail: murzakhanov.fadis@yandex.ru

Высокоспиновые центры в молекулярных соединениях и кристаллах в зависимости от локальной симметрии характеризуются параметрами расщепления спиновых подуровней в нулевом магнитном поле (*zero-field splitting*) D и E , определяемые спин-спиновым и спин-орбитальными вкладами. Снятие спинового вырождения между состояниями с $M_S = 0$ и $M_S = \pm 1$ позволяет рассматривать центр окраски в качестве кубита. Наличие у центров окраски (NV^- и VV) в SiC спин-зависимого канала рекомбинации (со спонтанным излучением в ИК диапазоне) в цикле оптического возбуждения приводит к преимущественному заселению состояния с $M_S = 0$. Данный эффект лежит в основе обнаружения сигнала от одиночного центра методом оптического детектирования магнитного резонанса (ОДМР) и создания чувствительных наноразмерных сенсоров с высоким пространственным разрешением [9].

В данной работе представлены результаты, полученные методом фотоиндуцированной спектроскопии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в W -диапазоне (94 ГГц) с высоким спектральным разрешением и с использованием различных импульсных последовательностей для идентификации NV^- центров, установления времен релаксации поперечной и продольной электронной намагниченностей NV^- центров в изотопно-обогащенном кристалле $6H-^{28}SiC$.

Объемные кристаллы $6H-^{28}SiC$, обогащенные немагнитным изотопом кремния ^{28}Si ($I = 0$), были выращены методом высокотемпературной сублимации из газовой фазы (PVT, англ., physical vapor transport) с использованием прекурсора, обогащенного изотопом ^{28}Si до $\approx 99\%$ [10]. Оценка концентрации изотопа ^{29}Si ($I = 1/2$) в выращенных образцах, проведенная методом ЭПР [11], выявила содержание этого изотопа на уровне 1%, что соответствует снижению его концентрации в четыре раза относительно природной распространенности (4.67%). Концентрация примеси азота составляла величину $C \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Далее кристаллы $6H-^{28}SiC$ облучались электронами с энергией 2 МэВ и дозой $4 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$ с целью создания вакансионных дефектов. Для создания стабильных азот-вакансионных центров, облученные кристаллы отжигались в атмосфере аргона в течение 2 ч при температуре $T = 900^\circ\text{C}$, оптимальной для образования NV^- центров [12]. Для исследования NV^- центров методом ЭПР из кристаллов были вырезаны образцы размером $450 \times 450 \times 670$ мкм.

Импульсные спектры ЭПР детектировались при температуре кристалла $T = 150 \text{ K}$ на коммерче-

ском спектрометре Bruker Elexsys E680 (Карлсруэ, ФРГ), оснащенным гелиевым продувным криостатом и сверхпроводящим магнитом для создания магнитной индукции на образце вплоть до значений $B_0 = 6 \text{ Тл}$, с использованием последовательности Хана ($\pi/2 - \tau - \pi$) с длительностью микроволнового (сверхвысокочастотного, СВЧ) импульса $\pi/2 = 40 \text{ нс}$ и временем задержки между импульсами $\tau = 1.2 \text{ мкс}$. Регистрировалась интегральная интенсивность электронного спинового эха (ЭСЭ) в зависимости от величины B_0 . Спады поперечной намагниченности получены детектированием ЭСЭ при фиксированном на одном из спиновых переходов значении B_0 и изменении временного интервала τ . Время продольной (спин-решеточной) релаксации получено с помощью последовательности “инверсия-восстановления” ($\pi - T_d - \pi/2 - \tau - \pi$) при изменении времени T_d между инвертирующим импульсом и детектирующей последовательностью. Эксперименты по фотоиндуцированному ЭПР были осуществлены с использованием непрерывного твердотельного лазера с длиной волны $\lambda = 980 \text{ нм}$ и выходной мощностью до 500 мВт. Симуляция спектров ЭПР проведена с помощью программного пакета Matlab – EasySpin 5.2.0 [13].

В отсутствие оптического возбуждения (темновой режим) сигнал ЭПР не регистрируется (рис. 1, темно-фиолетовая кривая на вставке внизу). Фотоиндуцированный спектр ЭПР при параллельной ориентации кристалла относительно направления внешнего магнитного поля ($c \parallel B_0$) состоит из двух компонент с расщеплением приблизительно равным 93 мТл (рис. 1, зеленая линия). Наблюдаемый триплетный вид спектра связан с наличием расщепления спиновых уровней в нулевом магнитном поле, характеризуемой величиной D (тонкая структура). Спектр ЭПР состоит из нескольких вкладов, обусловленных наличием трех разных позиций атомов углерода и кремния в кристаллической решетке $6H-^{28}SiC$, отличающихся локальным окружением вторых координационных сфер. Таким образом, методом ЭПР можно зарегистрировать сигналы от трех структурно-неэквивалентных NV^- центров ($N_{k1}V_{k2}$, N_hV_h , $N_{k2}V_{k1}$, рис. 1, зеленая линия на вставке внизу) с различными спектроскопическими характеристиками, представленными в табл. 1. Предварительная идентификация центров окраски была произведена на основе ранее полученных результатов в X -диапазоне стационарными методами ЭПР [14]. Величина D для каждого центра окраски отличается благодаря чувствительности к локальному окружению и соответствующему распределению электронной плотности. Воздействие на иссле-

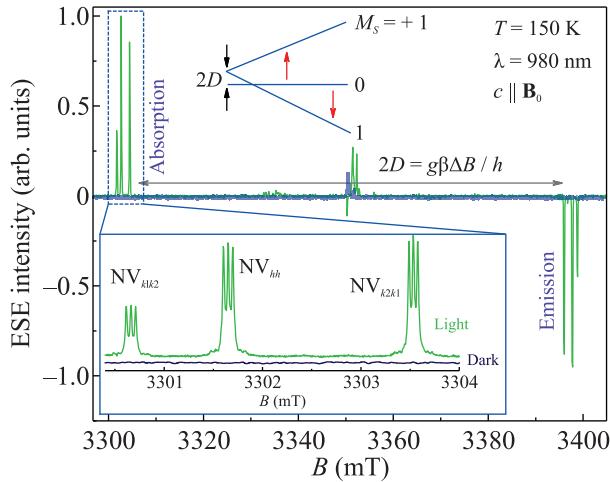


Рис. 1. (Цветной онлайн) Фотоиндуцированный спектр ЭПР NV^- центров (зеленая линия) в кристалле $6H-^{28}SiC$ в ориентации $c||B_0$ (вверху). Указана величина расщепления тонкой структуры $2D$. Спектр ЭПР в темновом режиме при выключенном лазере показан темно-фиолетовым цветом. На вставке сверху схематично показаны уровни энергии центра окраски с изменением B_0 . Внизу представлен детальный спектр ЭПР низкополевой компоненты тонкой структуры с соотносением групп линий к трем различным азот-вакансионным центрам

Таблица 1. Величины спинового гамильтониана трех аксиальных NV^- центров в $6H-^{28}SiC$

Дефект	g_{\perp}	g_{\parallel}	D (МГц)
NV_{k1k2}	2.0037 (3)	2.0045 (3)	1358 (2)
NV_{hh}	2.0035 (3)	2.0045 (3)	1331 (2)
NV_{k2k1}	2.0036 (3)	2.0045 (3)	1282 (2)

дурмый кристалл источником оптического излучения с $\lambda = 980$ нм приводит к нерезонансному возбуждению (3А, орбитальный синглет \rightarrow 3Е, орбитальный дублет) всех трех аксиальных NV^- центров с симметрией C_{3v} . При этом особенностью фотоиндуцированного спектра ЭПР является наличие сигнала как поглощения (низкополевая компонента), так и излучения (высокополевая компонента), т.е. сигналы инвертированы по фазе друг относительно друга. Данный эффект вызван интеркомбинационной конверсией при переходе центра с метастабильного возбужденного орбитального состояния (1А) в основное приводящему к преимущественному заселению немагнитного состояния с $M_S = 0$, и, как следствие, к многократному усилению сигнала ЭПР. Приложение сильного внешнего магнитного поля ($B_0 \approx 3.4$ Тл), с доминирующим вкладом зеемановского взаимодействия (94 ГГц) над расщеплением в нулевом магнитном поле ($2D \approx 2.6$ ГГц для ориентации кристалла

$c||B_0$), в отличие от техник ОДМР или ЭПР в классическом X-диапазоне (9.4 ГГц), способствует образованию вырожденного триплетного спинового состояния с “чистыми” волновыми функциями, без их перемешивания с соседними уровнями.

С учетом симметрии точечного дефекта и величины электронного спина, для описания полученных результатов использовался следующий спиновый гамильтониан:

$$H = g\mu_B \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} + D(S_z^2 - 2/3) + E(S_x^2 - S_y^2) + A_{\parallel} S_z I_z + A_{\perp} (S_x I_x + S_y I_y) + P(I_z^2 - 2/3), \quad (1)$$

где g – фактор спектроскопического расщепления, β – магнетон бора, D и E – величины тонкой структуры, $S_{x,y,z}$ и $I_{x,y,z}$ – проекции электронного и ядерного спина; A и P – величины сверхтонкого и квадрупольного взаимодействий.

Члены спинового гамильтониана (1) представлены в порядке убывания по величине вклада, при этом последние три слагаемых относятся к электрон-ядерному взаимодействию, возникающему благодаря наличию магнитного изотопа азота ^{14}N с ядерным спином $I = 1$ ($n = 2I + 1 = 3$). Данное взаимодействие в спектре ЭПР проявляется в виде образования дополнительной сверхтонкой структуры с расщеплением порядка $A \approx 1$ МГц (рис. 1, нижняя вставка). Детальное изучение сверхтонкого и квадрупольного взаимодействий требует дополнительных исследований, что выходит за рамки данной научной работы.

Стоит отдельно отметить крайне узкие линии ЭПР шириной на полувысоте всего 450 кГц, что говорит о высоком качестве кристалла и малом разбросе величин g и D . Известно, что величина D крайне чувствительна к локальным деформациям [15], кластерным образованиям [16] и наличию иных примесных центров [17] в кристаллической решетке. Также, во время роста кристалла SiC наблюдается побочный эффект образования локальных кристаллических структур и политипных модификаций, отличающихся от основной матрицы, что также приводит к изменению величины D [18]. Если в величине расщепления в нулевом магнитном поле спин-спиновый вклад является доминирующим, то небольшое распределение межатомных расстояний скажется на разбросе данной величины и, как итог, приведет к дополнительному неоднородному асимметричному уширению и искажению структурных линий [15]. Для исследованного кристалла, несмотря на дефектную природу центра окраски с преимущественной спин-спиновой природой расщепления в нулевом магнитном поле (что следует из расчетов ме-

тодом теории функционала плотности [14, 19]), разброс величины D не зарегистрирован.

При повороте кристалла от параллельной ($0^\circ, c \parallel B_0$) к перпендикулярной ($90^\circ, c \perp B_0$) канонической ориентации относительно B_0 , величина расщепления в нулевом магнитном поле (46.5 мТл) уменьшилась ровно в 2 раза (рис. 2). Это соответ-

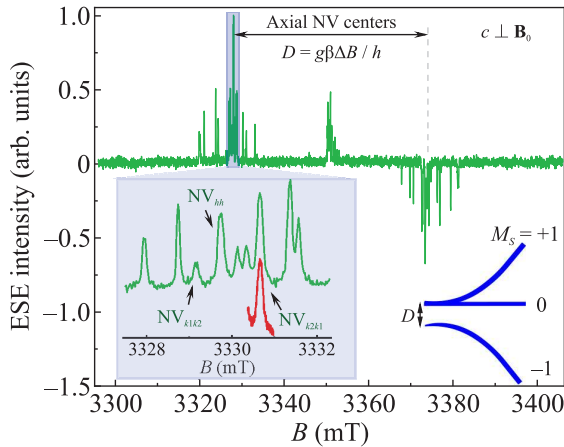


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр ЭПР при $c \perp B_0$. Снизу слева показан подробный спектр низкополевых компонент тонкой структуры (кривая красного цвета – регистрация с меньшим шагом по B_0). Справа снизу схематично показаны уровни энергии NV^- центра при $c \perp B_0$

ствует угловой зависимости расщепления линий, описываемой как $\Delta B(\theta) = D(3 \cos^2(\theta) - 1)$, для аксиального типа симметрии дефекта (C_{3v}) без ромбического искажения ($E = 0$). С помощью моделирования положения резонансных переходов для каждого NV^- центра были определены основные спектроскопические величины спинового гамильтониана, показанные в табл. 1. Стоит отметить, что в перпендикулярной ориентации обнаружение аксиальных NV^- центров является затруднительной задачей из-за перекрывания с линиями поглощений от базальных NV^- центров с более низкой симметрией (C_{1h}). Как видно на вставке рис. 2, при $c \perp B_0$ линии от сверхтонкой структуры (m_I) перестают быть разрешенными, образуя широкую и бесструктурную линию без возможности селективного возбуждения.

С помощью стандартных импульсных последовательностей были определены времена спин-спиновой и спин-решеточной релаксации при $T = 150$ К (рис. 3). Данная температура ранее была установлена в качестве оптимальной для наблюдения фотоактивных дефектов со спиновым выстраиванием при оптическом возбуждении (532 нм) в кристалле

политипов 4Н-SiC и 6Н-Si¹³C [6, 7]. Отметим, что запись кривых релаксаций проводилась при непрерывном лазерном возбуждении с малой мощностью (125 мВт), чтобы источник оптического излучения не приводил к дополнительному разрушению когерентности NV^- центров. Время поперечной релаксации намагниченности NV^- центра составляет порядка 60 мкс, что больше, чем для ранее исследованных центров окраски ($NV^- T_2 = 49$ мкс и $VV T_2 = 40$ мкс) для 4Н-SiC даже при более низких гелиевых температурах ($T = 7$ К) [7] и в 4 раза длиннее, чем для дивакансий ($T_2 = 15$ мкс) в кристалле 6Н-Si¹³C [6]. Предполагается, что основным механизмом, ответственным за поперечную релаксацию, является спин-спиновое взаимодействие между NV^- центрами. Величина g -фактора для NV^- центров имеет близкое к свободному электрону ($g_e = 2.0023$) значение, указывая на незначительный вклад спин-орбитальной связи и отсутствие его влияния на когерентные свойства [20]. При этом на рис. 3б видно, что в перпендикулярной ориентации время T_2 аксиальных NV^- центров уменьшилось более чем в 15 раз и составило всего $T_2 = 3.8$ мкс. Релаксация (восстановление) продольной намагниченности центра окраски вызвана спин-решеточным взаимодействием и равна $T_1 = 1.3$ мс для $c \parallel B_0$ и $T_1 = 0.2$ мс для $c \perp B_0$. Существенная разница во временах релаксации между двумя каноническими ориентациями может быть вызвана спектральной (спиновой) диффузией из-за наличия при $c \perp B_0$ перекрывающихся с базальными центрами резонансных линий. В случае T_2 дополнительный перенос (перераспределение) энергии в спиновой системе для неоднородно уширенных линий (рис. 2) происходит между структурно-неэквивалентными центрами, находящихся в одинаковых условиях близких к резонансным. Время T_1 также подвержено влиянию спиновой диффузии посредством кросс-релаксационных процессов с переходами $\Delta M_S = \pm 1$ и $m_I = \pm 1$, возникающих при взаимодействии спиновых пакетов с малыми константами электрон-ядерных связей ($A, P \ll \nu_N$, где ν_N – ларморовская частота ядер ¹⁴N). Поскольку время продольной релаксации превышает время поперечной более чем на один порядок, спин-решеточное взаимодействие не является дополнительным источником потери фазовой когерентности центра окраски. Механизмы спин-решеточной релаксаций (Орбаха-Аминова, одно и двух фононные рамановские и “прямые” процессы) требуют детального исследования, а именно, теоретических расчетов и проведения экспериментов в широком температурном диапазоне. При анализе динамических характеристик дефекта, зависимость времен релакса-

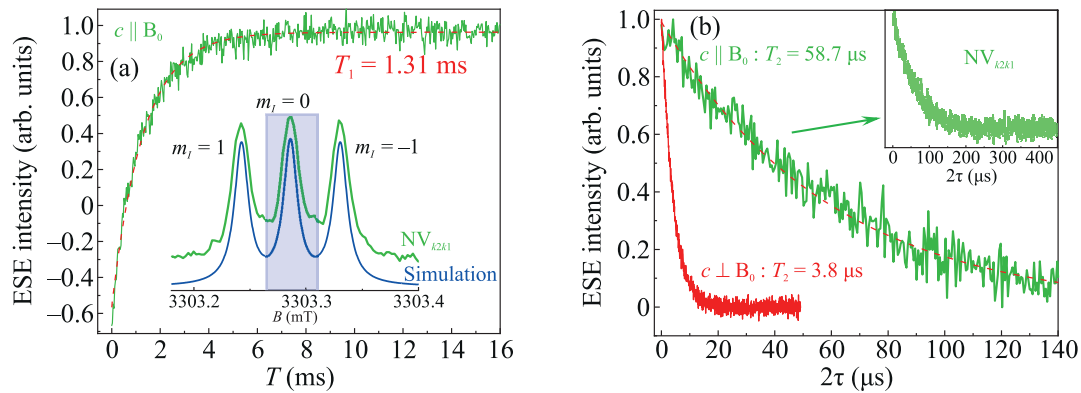


Рис. 3. (Цветной онлайн) Кривые восстановления продольной (а) и спада поперечной (б) намагниченностей NV^- центра в $6H-^{28}SiC$, описанные одноэкспоненциальной функцией (штриховые красные линии) с параметрами, приведенными на рисунке и в тексте работы. На вставке для рис. 3а показан спектр ЭПР NV^- центра в позиции k_2k_1 вместе с симуляцией, где прямоугольником отмечена область возбуждения и селективного детектирования

ций от позиции NV^- центра в пределах погрешности не наблюдалась. Таким образом, на рис. 3 показаны результаты для одного типа, как наиболее интенсивного по спектру поглощения, NV^- центра. В связи с отсутствием спектра ЭПР в темновом режиме релаксационные исследования NV^- центров без непрерывного оптического возбуждения не были осуществлены. Учитывая, что подобного рода измерения были реализованы для образцов политипа $4H-SiC$ при $T = 7\text{ K}$ [7], можно ожидать, что при существенном понижении температуры регистрация ЭСЭ станет возможной и в темновом режиме.

Стоит отметить, что время продольной релаксации NV^- центра позволяет провести эксперименты по детектированию сигналов методом двойного электрон-ядерного резонанса с использованием радиочастотных (РЧ) и СВЧ-импульсов, например, в последовательности Мимса ($\pi_{MW}/2 - \pi_{RF} - \pi_{MW}/2 - \tau - \pi_{MW}/2 - \tau - \text{ЭСЭ}$) [7, 8]. В данном случае, для наблюдения стимулированного электронного эха можно будет “развести” СВЧ-импульсы вплоть до 1–1.5 мс без существенной потери отношения сигнала к шуму (S/N). При этом между импульсами могут быть приложены несколько РЧ-импульсов длиной до 100 мкс для осуществления дополнительной манипуляции ядерными спинами и изучения электрон-ядерных взаимодействий.

Таким образом, благодаря высокой спектральной разрешающей способности высокочастотного ЭПР и уменьшению влияния электрон-ядерных взаимодействий, обусловленных магнитными ядрами кремния, произведена идентификация трех структурно-неэквивалентных азот-вакансионных центров (электронный спин $S = 1$) строго аксиальной симметрии (C_{3v}) с установлением для каждого дефекта вели-

чин расщепления в нулевом магнитном поле (D). Показано, что нерезонансное оптическое возбуждение ($3A \rightarrow 3E$) с $\lambda = 980\text{ нм}$ приводит к эффективному спиновому выстраиванию основного состояния NV^- центров. Узкие линии сигнала ЭПР для ансамблевой системы предоставляют возможность высокоселективных возбуждений центров окраски с реализацией интерфейса “фотон–спин” для создания элементов квантовой сенсорики. Длинные времена электронной релаксации NV^- центров ($T_2 = 59\text{ мкс}$ и $T_1 = 1.3\text{ мс}$ при $T = 150\text{ K}$) потенциально позволяют реализовать различные квантовые алгоритмы с использованием оптических, СВЧ и радиочастотных (много)импульсных воздействий. Полученные результаты по оптической инициализации и считыванию состояний NV^- центров с помощью микроволновых импульсных последовательностей открывают новые возможности использования высокоспиновых фотоактивных центров в широкозонных полупроводниковых кристаллах $6H-^{28}SiC$ в квантовых технологиях.

Финансирование работы. Работа была поддержана грантом Российского научного фонда # 24-22-00448.

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет известных конкурирующих финансовых интересов или личных отношений, которые могли бы повлиять на работу, представленную в этой статье.

1. V. M. Acosta, E. Bauch, M. P. Ledbetter, A. Waxman, L.-S. Bouchard, and D. Budker, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 070801 (2010); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.070801>.
2. C. E. Bradley, J. Randall, M. H. Abobeih, R. C. Berrevoets, M. J. Degen, M. A. Bakker, M. Markham, D. J. Twitchen, and T. H. Taminiau,

- Phys. Rev. X **9**, 031045 (2019);
<https://doi.org/10.1103/PhysRevX.9.031045>.
3. J. F. Barry, J. M. Schloss, E. Bauch, M. J. Turner, C. A. Hart, L. M. Pham, and R. L. Walsworth, *Rev. Mod. Phys.* **92**, 015004 (2020);
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.92.015004>.
 4. M. W. Doherty, V. V. Struzhkin, D. A. Simpson, L. P. McGuinness, Y. Meng, A. Stacey, T. J. Karle, R. J. Hemley, N. B. Manson, L. C. L. Hollenberg, and S. Prawer, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 047601 (2014);
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.047601>.
 5. M. Xu, Y. R. Girish, K. P. Rakesh, P. Wu, H. M. Manukumar, S. M. Byrappa, Sh. M. Udayabhanu, and K. Byrappa, *Mater. Today. Commun.* **28**, 102533 (2021); <https://doi.org/10.1016/j.mtcomm.2021.102533>.
 6. R. A. Babunts, Yu. A. Uspenskaya, A. P. Bundakova, G. V. Mamin, A. N. Anisimov, and P. G. Baranov, *JETP Lett.* **116**, 785 (2022);
<https://doi.org/10.1134/S002136402260241X>.
 7. F. F. Murzakhanov, B. V. Yavkin, G. V. Mamin, S. B. Orlinskii, H. J. von Bardeleben, T. Biktagirov, U. Gerstmann, and V. A. Soltamov, *Phys. Rev. B* **103**, 245203 (2021);
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.245203>.
 8. R. A. Babunts, Yu. A. Uspenskaya, A. P. Bundakova, G. V. Mamin, E. N. Mokhov, and P. G. Baranov, *JETP Lett.* **118**, 629 (2023);
<https://doi.org/10.1134/S0021364023603135>.
 9. P. Neumann, I. Jakobi, F. Dolde, C. Burk, R. Reuter, G. Waldherr, J. Honert, T. Wolf, A. Brunner, J. H. Shim, D. Suter, H. Sumiya, J. Isoya, and J. Wrachtrup, *Nano Lett.* **13**, 2738 (2013);
<https://doi.org/10.1021/nl401216y>.
 10. Yu. A. Vodakov, E. N. Mokhov, M. G. Ramm, and A. D. Roenkov, *Krist. Tech.* **14**, 729 (1979);
<https://doi.org/10.1002/crat.19790140618>.
 11. V. A. Soltamov, C. Kasper, A. V. Poshakinskiy, A. N. Anisimov, E. N. Mokhov, A. Sperlich, S. A. Tarasenko, P. G. Baranov, G. V. Astakhov, and V. Dyakonov, *Nat. Commun.* **10**, 1678 (2019);
<https://doi.org/10.1038/s41467-019-09429-x>.
 12. H. J. von Bardeleben, J. L. Cantin, A. Csore, A. Gali, E. Rauls, and U. Gerstmann, *Phys. Rev. B* **94**, 121202 (2016); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.121202>.
 13. S. Stoll and A. Schweiger, *J. Magn. Reson.* **178**, 42 (2006); <https://doi.org/10.1016/j.jmr.2005.08.013>.
 14. Kh. Khazen, H. J. von Bardeleben, S. A. Zargaleh, J. L. Cantin, M. Zhao, W. Gao, T. Biktagirov, and U. Gerstmann, *Phys. Rev. B* **100**, 205202 (2019);
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.205202>.
 15. P. Udvarhelyi, V. O. Shkolnikov, A. Gali, G. Burkard, and A. Palyi, *Phys. Rev. B* **98**, 075201 (2018);
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.075201>.
 16. P. J. M. van Kan, E. van der Horst, E. J. Reijerse, P. J. M. van Bentum, and W. R. Hagen, *J. Chem. Soc., Faraday Trans.* **94**, 2975 (1998);
<https://doi.org/10.1039/A803058H>.
 17. K. Park, M. A. Novotny, N. S. Dalal, S. Hill, and P. A. Rikvold, *Phys. Rev. B* **65**, 014426 (2001);
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.65.014426>.
 18. И. Елисеев, Е. Единач, О. Казарова, А. Смирнов, *ФТТ* **65**(6), 1031 (2023);
<https://doi.org/10.21883/FTT.2023.06.55661.74>.
 19. J. Davidsson, V. Ivady, R. Armiento, T. Ohshima, N. T. Son, A. Gali, and I. A. Abrikosov, *Appl. Phys. Lett.* **114**, 112107 (2019);
<https://doi.org/10.1063/1.5083031>.
 20. M. J. Graham, J. M. Zadrozny, M. Shiddiq, J. S. Anderson, M. S. Fataftah, S. Hill, and D. E. Freedman, *J. Am. Chem. Soc.* **136**, 7623 (2014); <https://doi.org/10.1021/ja5037397>.