Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 9, с. 703 – 709 © 2026 г. 10 ноября

Когерентный контроль удаленных ядер ^{13}C в NV-центрах изотопно-обогащенного кристалла 6H-^{28}SiC

Ф. Ф. Мурзаханов[+1)], *Ю. Е. Ермакова*[+], *И. Н. Грачева*[+], *Д. В. Шуртакова*[+], *О. П. Казарова*[*], *Г. В. Мамин*[+], *М. Р. Гафуров*[+×]

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

[*] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия*

[×] *Высшая школа кибертехнологий, математики и статистики, Российский экономический университет имени Г. В. Плеханова, 115093 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 августа 2026 г.
После переработки 14 сентября 2026 г.
Принята к публикации 26 сентября 2026 г.

В изотопно-модифицированном полупроводниковом кристалле 6H-SiC (^{28}Si, 99 %) с природным содержанием ядер ^{13}C осуществлено когерентное управление ядерными спинами удаленных координационных сфер азот-вакансионных (NV) центров с использованием высокочастотной (94 ГГц) магнитно-резонансной спектроскопии. При оптическом возбуждении (λ = 980 нм, T = 120 K, в магнитном поле $\sim$3.4 Тл) спиновой системы получены стабильные осцилляции Раби на ларморовской частоте ядер ^{13}C со временем дефазировки $\sim$10 мс. Методом двойного электронно-ядерного резонанса установлены сверхтонкие взаимодействия с константами 115(7) и 220(10) кГц, которые, согласно расчетам из первых принципов, относятся к дальним ядрам ^{13}C NV-центра шестой и пятой координационных сфер, соответственно. Результаты расширяют потенциал платформы SiC для создания масштабируемых многокубитных квантовых регистров, совместимых с существующими кремниевыми технологиями.

DOI: 10.7868/S3034576626110038

Разработка квантовых вычислительных технологий, основанных на принципах суперпозиции и квантовой запутанности, стала одним из ключевых направлений современных исследований в области физики твердого тела и материаловедения. Такие системы открывают возможности для применения в задачах квантовой криптографии, защищенной передачи данных и высокочувствительной сенсорики с нанометровым пространственным разрешением. Однако фундаментальным ограничением на пути их практической реализации остается низкая когерентность кубитов. Это стимулирует поиск наиболее стабильных физических платформ, к которым относятся захваченные ионы, ультрахолодные атомы, поляризованные фотоны, сверхпроводящие кубиты на джозефсоновских переходах и топологические структуры [1–3]. Особый интерес в этом отношении представляют спиновые дефекты (центры краски) в широкозонных полупроводниках. Их ключевым преимуществом перед другими платформами является возможность селективного управления спиновым состоянием при комнатной температуре, что не требует использования сложных криогенных и вакуумных систем. Для создания масштабируемых квантовых устройств на основе спиновых дефектов в полупроводниках необходимо обеспечить когерентное управление не только электронными состояниями ($m_S = \pm 1$ и $m_S = 0$), но и ядерными подуровнями (m_I), которые могут выступать в качестве долгоживущей квантовой памяти [4, 5]. Одной из наиболее известных и хорошо изученных систем является алмаз с азот-вакансионными (NV) центрами: в нем продемонстрировано более 10^5 циклов запутывания электронного спина с ядрами ^{13}C [6], на его основе созданы сенсоры магнитных полей, прототипы многокубитных регистров [7] и квантовых сетевых узлов [8]. Однако интеграция алмаза с центрами окраски в стандартные технологические процессы кремниевой микроэлектроники остается сложной задачей из-за трудностей синтеза монокристаллических пластин большого диаметра и диэлектрических свойств самого материала.

Карбид кремния (SiC) обладает рядом преимуществ перед алмазом: помимо широкой запрещенной зоны (3.26 эВ), обеспечивающей стабильность спиновых состояний, он превосходит алмаз благодаря от-

[1)] e-mail: murzakhanov.fadis@yandex.ru

работанным методам эпитаксиального роста и развитой промышленной базы производства пластин. NV-центры в SiC являются структурными аналогами алмазных NV-центров и обладают близкими спиновыми характеристиками [9, 10]. Фотолюминесценция спиновых дефектов в SiC в ближнем ИК-диапазоне (1.1–1.25 мкм) в отличие от алмаза (640–650 нм) попадает в телекоммуникационные окна прозрачности оптических волокон. Несмотря на перечисленные преимущества, когерентное управление удаленными ядерными спинами посредством NV-центров в SiC остается малоизученной областью. Ранее прецизионное управление одиночными ядерными спинами изотопов ^{13}C и ^{29}Si с формированием многокубитных регистров квантовой памяти было продемонстрировано лишь для вакансий кремния (V_{Si}) в решетке 4H-SiC [11].

Основное ограничение связано с тем, что природный SiC содержит сразу две магнитные ядерные подсистемы: около 4.7 % ядер ^{29}Si (ядерный спин $I = 1/2$) и около 1.1 % ядер ^{13}C ($I = 1/2$). Высокая плотность магнитных ядер приводит к уширению линий электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) без возможности разрешить слабые сверхтонкие взаимодействия (СТВ) электронного спина дефекта с удаленными ядрами ^{13}C (с константами $A \lesssim 200$ кГц). Дополнительную трудность создает наличие в политипе 6H-SiC, в отличие от 4H-SiC, трех структурно-неэквивалентных позиций атомов Si и C в элементарной ячейке [12], что многократно увеличивает число спектральных компонент и затрудняет идентификацию индивидуальных СТВ. Настоящая работа посвящена детектированию и когерентному контролю ядерных спинов ^{13}C из удаленных координационных сфер NV-центров в изотопно-обогащенном (^{28}Si, 99 %) кристалле 6H-SiC. Полученные результаты открывают путь к созданию масштабируемых квантовых регистров на основе SiC с использованием стандартных азотных криостатов.

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*). Азот-вакансионные дефекты (отрицательно заряженные центры NV^-) созданы облучением электронами с энергией 2 МэВ и дозой 4×10^{18} см$^{-2}$ с последующим отжигом при 900 °C в аргоне в течение 2 ч.

Импульсный ЭПР проводился при $T = 120 \pm \pm 0.1$ K с использованием высокостабильных температурных PID контроллеров Oxford Instruments на спектрометре Bruker Elexsys E680 (Карлсруэ, ФРГ), оснащенным гелиевым продувным криостатом. Интегральная интенсивность электронного спинового эха (ЭСЭ) в зависимости от значения B_0 регистрировалась с использованием последовательности Хана ($\pi/2 - (\tau = 1.2$ мкс$) - \pi$) с длительностями СВЧ импульсов $\pi/2 = 32$ нс и $\pi = 64$ нс (мощность обоих импульсов 1 Вт или 30 дБм). Электронные осцилляции Раби были получены с помощью трехимпульсной последовательности, где первый нутирующий импульс меняется по длительности с шагом в 4 нс, за которым следует зондирующая последовательности Хана (напряженность поля B_1 порядка 0.24 мТ). Измерения методом двойного электронно-ядерного резонанса (ДЭЯР) проведены с использованием последовательности Мимса ($\pi/2 - \tau - \pi/2 - T - \pi/2 - \tau -$ ЭСЭ). Инициирование ядерных резонансных переходов осуществлялось с помощью радиочастотного (РЧ) импульса длительностью 72 мкс и мощностью до 150 Вт. При регистрации ядерных осцилляций длительность РЧ-импульса менялась от 5 мкс с шагом 2.5 мкс. С целью обнаружения ядерного спинового эха (ЯСЭ) использовалась схема Дэвиса с тремя РЧ импульсами ($\pi_{MW} - [\pi_{RF}/2 - \tau_1 - \pi_{RF} - \tau_1 - \pi_{RF}/2 - \tau_1 - $ $- $ЯСЭ$] - \pi_{MW}/2 - \tau_2 - \pi_{MW} - \tau_2 -$ ЭСЭ), где $\tau_1 = 2$ мкс, $\tau_1 = 400$ нс. Симуляция спектров ЭПР проведена с помощью программного пакета Matlab – EasySpin 5.2.0 [13].

Расчеты распределения спиновой плотности и параметров электронно-ядерного взаимодействия выполнялись методом теории функционала плотности (ТФП) с использованием обменно-корреляционного функционала Perdew–Burke–Ernzerhof (PBE) в программном пакете Quantum ESPRESSO с модулем GIPAW. Структурная релаксация и спин-поляризованные расчеты проводились с пороговыми значениями кинетической энергии плоской волны 50 Ry и плотности заряда 200 Ry в геометрии 64 элементарных ячеек и сетки k-точек Монкхорста–Пака размером $1 \times 1 \times 1$ [14].

В отсутствие оптического возбуждения (в темновом режиме) сигналы ЭПР не регистрируются, в то время как воздействие на исследуемый кристалл лазерного оптического излучения с $\lambda = 980$ нм приводит к нерезонансному возбуждению всех трех аксиальных NV^- центров с симметрией C_{3v}. Оптическая инициализация электронного спина дефекта путем интеркомбинационной конверсии сопровождается поляризацией состояния с $m_S = 0$, многократно увеличивая сигнал благодаря росту разницы населенности. В фотоиндуцированном спектре ЭПР (рис. 1) наблюдаются резонансные линии от различных NV центров ($N_{k1}V_{k2}, N_hV_h, N_{k2}V_{k1}$), соответствующие трем неэквивалентным позициям в решет-

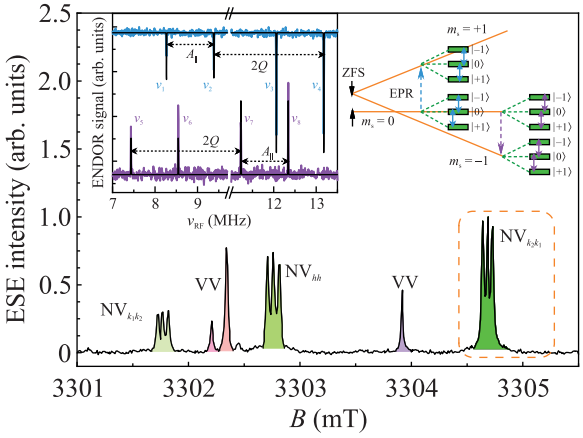

Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр ЭПР низкополевой компоненты тонкой структуры NV-центров (зеленый цвет) и дивакансий (сиренево-фиолетовый цвет) в $6H$-SiC. Левая верхняя вставка демонстрирует спектры ДЭЯР для позиции $N_{k2}V_{k1}$ в области ларморовской частоты ядер ^{14}N, где верхний спектр зарегистрирован на низкополевой компоненте тонкой структуры спектра ЭПР, а нижний на высокополевой, соответственно. Правая верхняя вставка: схема энергетических уровней NV-центра с указанием электронных и ядерных спиновых переходов, наблюдаемых в эксперименте

ке политипа $6H$, различающиеся локальным окружением, а также сигналы от дивакансий (VV) с электронным спином $S = 1$. Расщепление между низко- и высокополевой компонентами спиновых переходов $m_S = \pm 1$ и $m_S = 0$ составляет порядка 93 мТл, что обусловлено расщеплением в нулевом магнитном поле величиной $D \approx 1.3$ ГГц под действием градиента кристаллического поля. Подробный анализ спектра ЭПР приведен в работе [15]. Для описания спектра использовался следующий спиновый гамильтониан:

$$H = g\mu_B \mathbf{B}\cdot\mathbf{S} + D(S_z^2 - S(S+1)) + A_\parallel S_z I_z + \\ + A_\perp(S_x I_x + S_y I_y) + Q(I_z^2 - I(I+1)), \qquad (1)$$

где g – фактор спектроскопического расщепления, β – магнетон Бора, D – величина тонкой структуры, $S_{x,y,z}$ и $I_{x,y,z}$ – проекции электронного и ядерного спинов; A и Q – величины сверхтонкого и квадрупольного взаимодействий.

Члены спинового гамильтониана (1) представлены в порядке убывания по величине вклада, при этом последние три слагаемых относятся к электронно-ядерному взаимодействию с ядрами ^{14}N ($I = 1$, природная распространенность 99.6 %), проявляющиеся в спектре ЭПР в виде дополнительной сверхтонкой структуры с расщеплением порядка $A \approx 1$ МГц. При этом линии дивакансий представляют собой интенсивные одиночные линии в виду отсутствия ближайших ядер с $I > 0$. Стоит отдельно отметить крайне малую ширину линий ЭПР на полувысоте – порядка 450 кГц, что говорит о высоком качестве кристалла (малом разбросе величин g и D) с крайне малым количеством структурных искажений.

Спектры ДЭЯР, зарегистрированные вблизи ларморовской частоты ядер ^{14}N $\nu_L = 10.2$ МГц (соответствует значению $B_0 = 3.4$ Тл), содержат четыре узкие резонансные линии, соответствующие ядерным магнитным переходам между подуровнями, расщепленными сверхтонким ($\nu_2 - \nu_1 = \nu_4 - \nu_3 = A_{zz}$) и квадрупольным ($\nu_3 - \nu_1 = \nu_4 - \nu_2 = Q$) взаимодействиями (рис. 1, верхняя вставка). В случае азот-вакансионного центра аксиальная компонента тензора A_{zz} порядка 1.1 МГц существенно меньше ядерной ларморовской частоты ^{14}N ($\nu_L = 10.2$ МГц), поэтому сверхтонкое взаимодействие электронного спина с ядром азота в данной системе относится к режиму “слабой связи”. Подробный анализ спектра ДЭЯР, дополненный квантово-механическими расчетами, представлен в работе [16]. Электронно-ядерное взаимодействие в пределах спинового дефекта на расстоянии порядка 1.7–1.8 Å имеет несомненно определяющее значение для расширения функциональных возможностей потенциального кубита на основе NV центров. Формирующаяся система электронных и ядерных подуровней создает условия для осуществления различного рода селективного магнитно-резонансного возбуждения с заданными частотами, соответствующими конкретно выбранным переходам. Последовательность из ряда оптических, СВЧ и РЧ импульсов со строго заданными характеристиками запускают эволюцию спиновой системы в течение временного отрезка, ограниченного кросс-релаксационными процессами. В связке “электрон–ядро” электронный спин дефекта выполняет роль высокоскоростного и чувствительного датчика внешнего воздействия, в то время как ядро благодаря своей большей магнитной инертности выполняет функцию хранения информации. Основной проблемой для ядер ^{14}N в позиции углерода служит их близкое расположение к вакансии кремния с достаточно высокой спиновой плотностью на ядре. Сверхтонкое взаимодействие из-за наличия спин-фононных каналов потери спиновой когерентности NV центра за время $T_{1e} = 1.5$ мс приводит к ухудшению релаксационных (динамических) характеристик самого ядерного кубита. Таким образом, одной из важных научных задач является установление маршрутов электрон-ядерной связи спинового дефекта с удаленными ядерными спинами с наимень-

шим отрицательным влиянием спиновой плотности центра окраски и флуктуирующих электромагнитных полей.

На рисунке 2 приведены спектры ДЭЯР исследуемого кристалла, зарегистрированные вблизи ларморовской частоты ядер ^{13}C (35.4 МГц) с природной распространенностью в 1.1 %. В спектре дефекта в позиции k_2k_1 выделяются три основные группы линий: две сверхтонкие структуры с величинами взаимодействий порядка $A_1 = 115(7)$ кГц и $A_2 = 220(10)$ кГц, а также интенсивный центральный пик, обусловленный ансамблем удаленных ядер ^{13}C. Вызвано это тем, что величина электрон-ядерной связи в диполь-дипольном приближении уменьшается по закону $\sim 1/r^3$, при этом увеличивая эффективную площадь сферы вовлекаемых во взаимодействие ядер. Большое число таких ядер в дальних координационных сферах обеспечивает высокое отношение сигнал/шум даже при малом числе накоплений, что важно при считывании состояний ядерных подуровней в ограниченное время эксперимента. Для азот-вакансионного дефекта в гексагональной позиции hh указанные линии ДЭЯР имеют гораздо меньшую интенсивность, что, вероятно, связано с особенностями симметрии и локального электронно-ядерного взаимодействия [17]. Долговременная стабильность магнитного поля в ходе многочасовых измерений обеспечивалась работой сверхпроводящего магнита в замкнутом режиме с паспортным дрейфом не более 0.2 мкТл/ч. Для полной компенсации остаточного дрейфа эксперимент разбивался на циклы продолжительностью по несколько минут,перед каждым из которых выполнялась автоматическая процедура программной калибровки тока развертки магнита по центральной линии ЭПР NV-центра с одновременной автоподстройкой частоты СВЧ-источника. Такой подход позволил удерживать резонансные условия с точностью до долей ширины линии ЭПР на всем протяжении измерений, что исключает вклад дрейфа в неоднородное уширение, подтверждаемое неизменностью ширины спектральных линий при увеличении числа накоплений с 16 до 1024.

Согласно литературным данным, проведенным расчетам с использованием ТФП и результатам, полученным методом ЭПР, ядра ^{13}C первой координационной сферы обладают изотропной константой СТВ порядка 58–62 МГц и находятся вне пределов детектирования [18]. Полученные нами значения компонент A_1 и A_2 в килогерцовом диапазоне следует относить к удаленным ядрам ^{13}C. В диполь-дипольном приближении, с учетом структуры политипа 6H-SiC, наблюдаемые расщепления соответствуют расстояниям $r \approx 0.85{-}0.95$ нм от вакансии (5–6 координационные сферы). Квантово-механические расчеты подтверждают, что на данных расстояниях контактный вклад в сверхтонкое взаимодействие пренебрежимо мал, а величина взаимодействия определяется исключительно магнитным диполь-дипольным механизмом. Изотропная составляющая сверхтонкого взаимодействия обусловлена контактным взаимодействием Ферми и пропорциональна спиновой плотности NV-центра в положении ядра. Отсутствие A_{iso} на удаленных ядрах углерода способствуют существенному уменьшение потери когерентности (намагниченности) за счет тепловых шумов и локальных флуктуаций. В рассматриваемой системе удаленные ядра выступают в роли изолированных квантовых единиц, неподверженных сильному влиянию спинового дефекта.

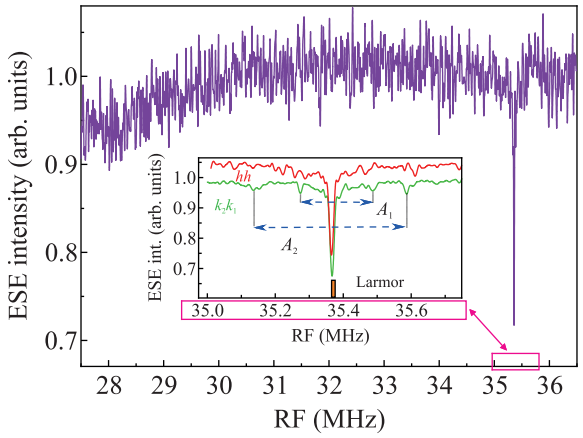

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр ДЭЯР 6H-SiC на ядрах ^{13}C в широком диапазоне радиочастот при фиксированном магнитном поле $B_0 = 3.4$ Тл для NV центра в позиции k_2k_1. На вставке детально показаны сигналы резонансных переходов вблизи ларморовской частоты ^{13}C для двух позиций спиновых дефектов

Когерентная динамика удаленных ядер ^{13}C кардинально отличается от электронной подсистемы NV-центра. Электронные осцилляции Раби затухают в течение 3–4 мкс из-за диполь-дипольного взаимодействия с парамагнитными примесями и неоднородности СВЧ-поля B_1 в диэлектрическом цилиндрическом резонаторе с модой TE_{011} [19], тогда как ядерные осцилляции на центральной линии ДЭЯР не обнаруживают видимого затухания вплоть до аппаратного предела в 270 мкс (рис. 3). В сильном магнитном поле W-диапазона (3.4 Тл) электронная спектральная диффузия подавлена, поэтому предельным механизмом декогеренции ядер является гомоядерное диполь-дипольное взаимодействие (флип-флоп-переходы в ядерной бане ^{13}C). С использованием

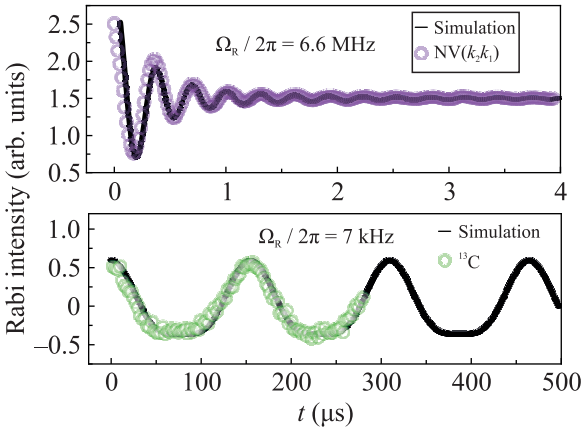

Рис. 3. (Цветной онлайн) Сравнение осцилляций Раби для электронных спинов NV-центров в $6H$-SiC (вверху) и сигнала ядерной намагниченности ^{13}C, зарегистрированного на центральной резонансной линии, соответствующей вкладу всех удаленных ядер углерода (внизу). Точками показаны экспериментальные данные, сплошные линии – результат численного моделирования

программы на языке Python аппроксимация экспериментальных данных (рис. 3) гармонической функцией с частотой $\Omega_R = 7$ кГц и экспоненциальной огибающей с характерным временем затухания дает оценочное время дефазировки $t_{2N} \approx 10(1)$ мс. Наблюдаемая экспериментальная граница времени дефазировки в сочетании с ядерными флип-флоп переходами ядер ^{13}C при их естественном содержании 1.1 % определяется остаточным гетероядерным диполь-дипольным взаимодействием с изотопами ^{29}Si, теоретический предел времени фазовой памяти для которой составляет 20–30 мс. Немаловажным фактором при температуре 120 K выступают флуктуации электронного спина NV-центра из-за процессов спин-решеточной релаксации. Поскольку в работе впервые реализован контроль над удаленными ядерными кубитами в 5-й и 6-й координационных сферах, константы связи для них малы и составляют всего 220(10) и 115(7) кГц. Слабая сверхтонкая связь эффективно экранирует ядерный спин от электронного шума, снижая динамический вклад этого механизма в скорость дефазировки до 80–100 Гц. Дополнительный вклад в расфазировку вносят неоднородность РЧ-поля B_2 и остаточное уширение линий из-за нарушений локальной симметрии решетки. Столь высокая стабильность, превышающая электронную ($T_{2e}^* = 1.5(1)$ мкс) на три порядка,устанавливает нижнюю границу когерентности и открывает возможность использования ядер ^{13}C в качестве долгоживущей квантовой памяти. Время спада свободной индукции ближайшего к спиновому дефекту ядра ^{14}N составляет $T_{2n}^*(^{14}\mathrm{N}) \approx 115(10)$ мкс и ограничено неоднородным уширением линии ядерного магнитного резонанса. Несмотря на подавление электронной спектральной диффузии при 3.4 Тл, близость ядра азота к электронному спину обусловливает его чувствительность к остаточным флуктуациям и гетероядерному диполь-дипольному взаимодействию в смешанном ядерном окружении из изотопов ^{13}C–^{29}Si. Слабая модуляция (с частотой ≈ 14 кГц), наблюдаемая в сигнале эха ^{14}N, вызвана неселективным возбуждением соседних переходов ДЭЯР. ЯСО на ядрах ^{14}N NV-центров может применяться для реализации долгоживущей квантовой памяти и многокубитных регистров,где ядерный спин выступает в роли стабильного кубита данных, а электронный спин выполняет функции процессора. Использование эхо-последовательностей потенциально позволяет эффективно подавлять дефазировку от флуктуаций магнитного окружения, увеличивая время хранения суперпозиционных состояний до сотен миллисекунд. Кроме того, данный подход может быть использован в квантовой магнитометрии высокого разрешения в качестве узкополосного фильтра для селективного детектирования нано-ЯМР сигналов от внешних спиновых систем.

Установленная иерархия времен когерентности ($T_{2n}^*(^{13}\mathrm{C}) \gg T_{2n}^*(^{14}\mathrm{N}) \approx T_{2e}^*$) демонстрирует возможность функционального разделения внутри единого твердотельного узла: электронный спин обеспечивает быстрые операции инициализации и считывания, ядро ^{14}N служит вспомогательным кубитом, а удаленные ядра ^{13}C – долговременной памятью. Регистрация стабильного ядерного эха в изотопно-обогащенном $6H$-SiC подтверждает применимость собственной ядерной подсистемы NV-центра для создания масштабируемых квантовых регистров, совместимых со стандартными полупроводниковыми технологиями, способными функционировать в условиях стандартных азотных криостатов (рис. 4).

В настоящей работе реализованы детектирование и когерентное управление ядрами ^{13}C в удаленных координационных сферах азот-вакансионных центров в кристалле $6H$-^{28}SiC. Применение импульсного ДЭЯР W-диапазона в сочетании с оптической накачкой при $T = 120$ K позволило преодолеть маскирующее влияние ядерного спинового окружения ^{29}Si и разрешить сверхтонкие взаимодействия с константами $A \approx 110-220$ кГц, соответствующими удаленным ядрам ^{13}C на расстоянии $r \approx 0.85-0.95$ нм от вакансии. Зарегистрированы ядерные осцилляции Раби ансамбля удаленных ядер ^{13}C, где установленная нижняя граница времени когерентности

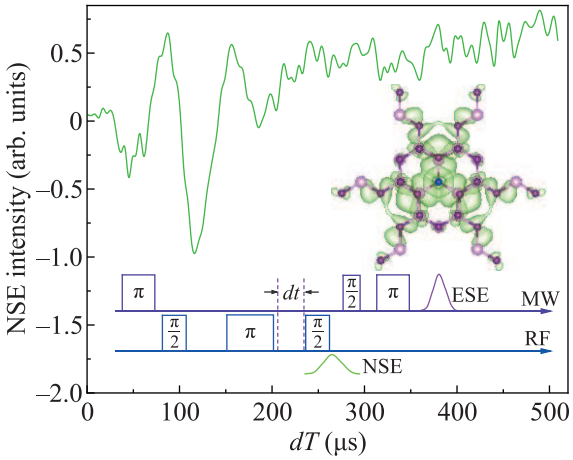

Рис. 4. (Цветной онлайн) ЯСЭ ядер ^{14}N при межимпульсном интервале $\tau = 55$ мкс. На вставке представлены расчеты ТФП, показывающие, что спиновая плотность NV центра достигает дальних сфер ядер ^{13}C. Нижняя вставка – используемая импульсная последовательность для регистрации ЯСЭ

ограничена аппаратным пределом установки и составляет 270 мкс. Численный анализ и моделирование кривых ядерных осцилляций Раби в обогащенной решетке позволили оценить истинное время фазовой памяти как $T^*_{2n\mathrm{Rabi}}(^{13}\mathrm{C}) \approx 10(1)$ мс. Это значение на три порядка превышает время когерентности электронного спина NV-центра ($T^*_{2e} \approx 1.5(1)$ мкс) и обусловлено подавлением электронной спектральной диффузии в условиях сильного магнитного поля W-диапазона. Реализация многокубитных регистров на основе NV-центров в карбиде кремния открывает перспективы для квантовых технологий благодаря интеграции спиновых систем в промышленную полупроводниковую матрицу. Успешное когерентное сосуществование электронного спина дефекта,ядерного спина азота ^{14}N и удаленных ядер углерода ^{13}C позволяет объединить функции быстрого процессора и долгоживущей квантовой памяти в пределах одной кристаллической решетки. Контроль над такой совокупностью разнородных спинов обеспечивает создание масштабируемой квантовой памяти и распределенных сетей непосредственно на полупроводниковом чипе.

Финансирование работы. Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности – FZSM-2024-0010.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. N. Banerjee, C. Bell, and C. Ciccarelli, "Materials for quantum technologies: A roadmap for spin and topology", Appl. Phys. Rev. **12**, 041301 (2025); DOI: 10.1063/5.0294020.
2. L. V. Rodgers, L. B. Hughes, M. Xie, P. C. Maurer, S. Kolkowitz, A. C. Bleszynski Jayich, and N. P. de Leon, "Materials challenges for quantum technologies based on color centers in diamond", MRS Bull. **46**, 623 (2021); DOI: 10.1557/s43577-021-00137-w.
3. M. Atature, D. Englund, N. Vamivakas, S. Y. Lee, and J. Wrachtrup, "Material platforms for spin-based photonic quantum technologies", Nat. Rev. Mater. **3**, 38 (2018); DOI: 10.1038/s41578-018-0008-9.
4. G. Wolfowicz, F. J. Heremans, C. P. Anderson, S. Kanai, H. Seo, A. Gali, G. Galli, and D. D. Awschalom, "Quantum guidelines for solid-state spin defects", Nat. Rev. Mater. **6**, 906 (2021); DOI: 10.1038/s41578-021-00306-y.
5. D. D. Awschalom, R. Hanson, J. Wrachtrup, and B. B. Zhou, "Quantum technologies with optically interfaced solid-state spins", Nat. Photonics **12**, 516 (2018); DOI: 10.1038/s41566-018-0232-2.
6. C. E. Bradley, D. J. Twitchen, R. Hanson, S. W. de Bone, P. F. W. Moller, S. Baier, M. J. Degen, S. J. H. Loenen, H. P .Bartling, M. Markham, D. Elkouss, and T. H. Taminiau, "Robust quantum-network memory based on spin qubits in isotopically engineered diamond", npj Quantum Inf. **8**, 122 (2022); DOI: 10.1038/s41534-022-00637-w.
7. M. V. G. Dutt, L. Childress, L. Jiang, E. Togan, J. Maze, F. Jelezko, A. S. Zibrov, P. R. Hemmer, and M. D. Lukin, "Quantum register based on individual electronic and nuclear spin qubits in diamond", Science **316**, 1312 (2007); DOI: 10.1126/science.1139831.
8. M. Pompili, S. L. N. Hermans, S. Baier, H. K. C. Beukers, P. C. Humphreys, R. N. Schouten, R. F. L. Vermeulen, M. J. Tiggelman, L. dos Santos Martins, B. Dirkse, S. Wehner, and R. Hanson, "Realization of a multinode quantum network of remote solid-state qubits", Science **372**, 259 (2021); DOI: 10.1126/science.abg1919.
9. N. T. Son, C. P. Anderson, A. Bourassa, K. C. Miao, C. Babin, M. Widmann, M. Niethammer, J. Ul Hassan, N. Morioka, I. G. Ivanov, F. Kaiser, J. Wrachtrup, and D. D. Awschalom, "Developing silicon carbide for quantum spintronics", Appl. Phys. Lett. **116**, 190501 (2020); DOI: 10.1063/5.0004454.
10. S. Castelletto and A. Boretti, "Silicon carbide color centers for quantum applications", J. Phys. Photonics **2**, 022001 (2020); DOI: 10.1088/2515-7647/ab77a2.
11. S. K. Parthasarathy, B. Kallinger, F. Kaiser, P. Berwian, D. B. Dasari, J. Friedrich, and R. Nagy, "Scalable quantum memory nodes using nuclear spins in silicon carbide", Phys. Rev. Appl. **19**, 034026 (2023); DOI: 10.1103/PhysRevApplied.19.034026.

12. M. Holiatkina, A. Solodovnyk, O. Laguta, P. Neugebauer, E. Kalabukhova, and D. Savchenko, "Nature of electrically detected magnetic resonance in highly nitrogen-doped 6H-SiC single crystals", Phys. Rev. B **110**, 125205 (2024); DOI: 10.1103/PhysRevB.110.125205.
13. S. Stoll and A. Schweiger, "EasySpin,a comprehensive software package for spectral simulation and analysis in EPR", J. Magn. Reson. **178**, 42 (2006); DOI: 10.1016/j.jmr.2005.08.013.
14. P. Giannozzi, O. Andreussi, T. Brumme et al. (Collaboration), "Advanced capabilities for materials modelling with Quantum ESPRESSO", J. Phys.: Condens. Matter **29**, 465901 (2017); DOI: 10.1088/1361-648X/aa8f79.
15. F. F. Murzakhanov, G. V. Mamin, E. V. Dmitrieva, I. N. Gracheva, Y. E. Ermakova, and M. R. Gafurov, "NV Centers Coherent Behavior in 6H-SiC Crystal under Optical Nonresonant Excitation", J. Phys. Chem. C **129**, 12946 (2025); DOI: 10.1021/acs.jpcc.5c03454.
16. L. R. Latypova, I. N. Gracheva, D. V. Shurtakova, F. F. Murzakhanov, M. A. Sadovnikova, G. V. Mamin, and M. R. Gafurov, "Electron-Nuclear Interactions of NV Defects in an Isotopically Purified 6H-^{28}SiC Crystal", J. Phys. Chem. C **128**, 18559 (2024); DOI: 10.1021/acs.jpcc.4c05167.
17. Y. Ermakova, E. Dmitrieva, I. Gracheva, D. Shurtakova, M. Sadovnikova, F. Murzakhanov, G. Mamin, S. Nagalyuk, E. Mokhov, and M. Gafurov, "Hyperfine Coupling Constants of Photoinduced Axial Symmetry NV Centers in a 6H Silicon Carbide: DFT and High-Field ENDOR Spectroscopy Study", Appl. Nano **6**, 23 (2025); DOI: 10.3390/applnano6040023.
18. Kh. Khazen, H. J. von Bardeleben, S. A. Zargaleh, J. L. Cantin, M. Zhao, W. Gao, T. Biktagirov, and U. Gerstmann, "High-resolution resonant excitation of NV centers in 6H-SiC: A matrix for quantum technology applications", Phys. Rev. B **100**, 205202 (2019); DOI: 10.1103/PhysRevB.100.205202.
19. F. F. Murzakhanov, E. V. Dmitrieva, E. I. Baibekov, M. A. Sadovnikova, G. V. Mamin, S. S. Nagalyuk, and M. R. Gafurov, "Mechanism of damping of Rabi oscillations of NV centers in a 6H-SiC crystal", Phys. Rev. B **111**, 214116 (2025); DOI: 10.1103/k9kn-4q8n.