09,11,03

Ядерное квадрупольное взаимодействие отрицательно заряженной вакансии бора с ближними и дальними ядерными магнитными моментами азота в гексагональном нитриде бора

© Е.В. Дмитриева[1], Г.В. Мамин[1], И.Н. Грачева[1], С.С. Нагалюк[2], М.Р. Гафуров[1]

[1] Институт физики, Казанский федеральный университет, Казань, Россия
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: dev600@mail.ru

Поступила в Редакцию 3 сентября 2025 г.
В окончательной редакции 8 ноября 2025 г.
Принята к публикации 8 ноября 2025 г.

Отрицательно заряженная вакансия бора в гексагональном нитриде бора является одним из самых ярких представителей оптически активного кубита в ван-дер-ваальсовых материалах. При этом особый интерес представляют электронно-ядерные взаимодействия вакансии с магнитными моментами атомов решетки hBN. В работе нами исследованы ядерные квадрупольные взаимодействия вакансии бора с удаленными ядерными спинами азота ^{14}N (спин $I = 1$) с использованием метода двойного электронно-ядерного резонанса. Определена константа соответствующего квадрупольного взаимодействия и установлен вид соответствующего тензора. Проведен сравнительный анализ полученных параметров ядерного квадрупольного взаимодействия с параметрами для ближайших трех к вакансии атомов азота. На основе представленных данных предлагается использовать электронный спин вакансии бора в качестве спинового зонда для исследований фундаментальных свойств нитрида бора, таких как константы ядерного квадрупольного взаимодействия.

Ключевые слова: электронный парамагнитный резонанс, ДЭЯР, спиновый дефект, hBN, электронно-ядерное взаимодействие.

DOI: 10.61011/FTT.2025.11.62142.245-25

1. Введение

Гексагональный нитрид бора (hBN) — ван-дер-ваальсов материал с широкой запрещенной зоной (~ 6 eV) [1,2] — в последние годы стал одним из ключевых объектов в области квантовых технологий [2–6] и двумерной наноэлектроники на основе ван-дер-ваальсовых гетероструктур [2,3,7]. В частности, на основе точечных дефектов в hBN создаются источники одиночных фотонов для квантовой телекоммуникации [2,3,5,8], квантовые сенсоры магнитных полей, температуры и давления [9,10], а также новые подходы к оптической поляризации ядерных спинов [11,12]. Особый интерес в данном контексте представляют оптически активные точечные дефекты в hBN, обладающие свойством поляризации электронных спиновых состояний под действием оптической накачки, впервые обнаруженные в hBN в работах [6,8].

Так, в работе [6] была проведена однозначная идентификация такого дефекта в виде отрицательно заряженной вакансии бора (V_B^-), структура, спиновые и оптические свойства которого приведены на рис. 1, *a*. Дефект V_B^- обладает основным триплетным ($S = 1$) состоянием, оптически индуцированной инверсной заселенностью спинового подуровня $m_s = 0$ при комнатной температуре и, благодаря спин-зависимому каналу оптической рекомбинации из возбужденного (ES) в основное (GS) состояние через метастабильный уровень (MS), возможностью регистрации сигнала оптического детектированного магнитного резонанса (ОДМР, ODMR) через фотолюминесценцию (PL). В работе [8] такой однозначной идентификации проведено не было; тем не менее, было высказано предположение, что точечные дефекты, связанные с примесью углерода, могут обладать оптической поляризацией электронных спинов при комнатной температуре, что позволило авторам статьи продемонстрировать считывание электронных спинов этих дефектов посредством ОДМР. Результаты этих двух работ придали импульс бурному развитию исследований оптически адресуемых спиновых состояний точечных дефектов в hBN, что привело к выявлению широкого спектра дефектов, обладающих свойством оптически индуцированного преимущественного заселения спиновых подуровней [13–15]. Это позволило реализовать на их основе высококогерентные кубиты [16–18], приблизиться к созданию электронно-ядерных спиновых регистров [15] посредством детектирования и когерентного управления одиночным ядерным спином, связанным с дефектом [15], а также разработать ряд высокочувствительных квантовых сенсоров субнанометрового масштаба, благодаря способности hBN быть изолированным на моноатомном двумерном (2D) уровне [9,10,18]. Следует отметить, что

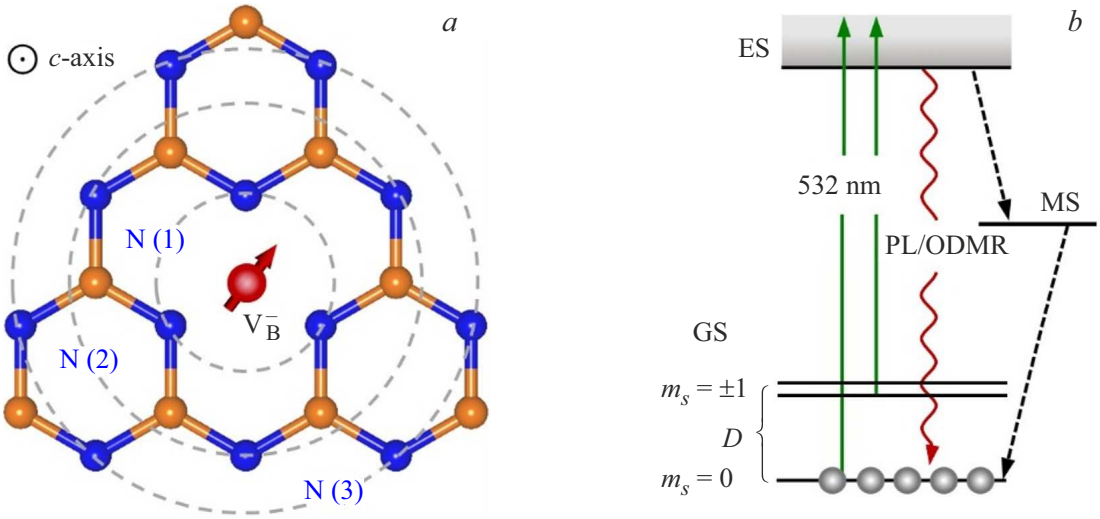


Рис. 1. *a*) Структура hBN с V_B^--дефектом (показан красным). Синим показаны атомы азота, желтым — атомы бора. Гексагональная ось **c** направлена перпендикулярно базисной 2D−BN-плоскости (плоскости рисунка). Пунктирными линиями показаны 3 сферы атомов азота — N(1), N(2), N(3), ближайших к V_B^-. N(1) и N(2) содержат по 3 атома азота, а N(3) — 6 атомов. *b*) Энергетическая схема уровней цикла оптической накачки спинового подуровня $m_s = 0$ в GS дефекта V_B^-. Спиновые подуровни триплета расщеплены в нулевом магнитном поле на величину D, показанную фигурной скобкой. Оптическое возбуждение при 532 nm (сплошные стрелки) вызывает переход электронов из GS в ES; затем возвращающихся в основное состояние посредством оптической рекомбинации (PL, красная волнистая линия) без изменения проекции спина. За счет наличия в системе уровней MS происходит спин-зависимая рекомбинация (обозначена штриховыми стрелками), приводящая к преимущественному заселению $m_s = 0$ и позволяющая считывать электронный спин вакансии бора методом ODMR по изменению интенсивности сигнала PL в момент электронного спинового резонанса.

воспроизводимость формирования дефектов заданного типа в hBN имеет принципиальное значение для систематического исследования их свойств, разработки прототипов устройств на их основе, а также обеспечения стабильности их характеристик и получаемых результатов. На сегодняшний день именно для отрицательно заряженной вакансии бора в hBN продемонстрирована возможность воспроизводимого формирования дефекта с заданными свойствами, что достигается посредством облучения материала частицами высоких энергий (нейтронами, электронами, протонами и легкими ионами) [6,19–21]. Важной особенностью hBN является то, что его решетка на 100 % состоит из магнитных ядер (^{14}N, спин $I = 1$, естественная распространенность (natural abundance, n.a.) 99.9 %; ^{10}B, $I = 3$, n.a. 19.9 %; ^{11}B, $I = 3/2$, n.a. 80.1 %), обладающих ядерным спином выше, чем $I = 1/2$. Следовательно, они вносят неизбежный вклад в спиновый гамильтониан вакансии бора не только через сверхтонкие взаимодействия (СТВ), но и через ядерные квадрупольные взаимодействия (ЯКВ). Данное обстоятельство приводит, с одной стороны, к значительным потерям когерентности электронного спина вакансии бора за счет вышеуказанных взаимодействий; с другой стороны, к интересным многочастичным квантовым эффектам, ярко выраженным в поведении когерентности спина вакансии в малых и высоких магнитных полях с границей по магнитному полю в районе 1 T, как это было теоретически и экспериментально показано в работах [22,23]. Важной особенностью электронно-ядерных взаимодействий в таких системах является то, что, используя стандартные методы электронного спинового резонанса, оказывается невозможным напрямую получить информацию о ядерных квадрупольных взаимодействиях, ввиду того, что последние не вносят вклада в сигнал электронного спинового резонанса согласно правилам отбора разрешенных магнитных дипольных переходов ($\Delta m_s = \pm 1$; $\Delta m_I = 0$). Таким образом, исследования электронно-ядерных взаимодействий в таких высокоспиновых системах требуют методов, связанных с наблюдением сигналов ядерного магнитного резонанса (ЯМР), с правилами отбора ($\Delta m_s = 0$; $\Delta m_I = \pm 1$).

2. Теоретическая часть

Таким методом является двойной электронно-ядерный резонанс (ДЭЯР, ENDOR), позволяющий регистрировать перевороты ядерных спинов через изменение интенсивности сигналов электронного спинового резонанса в соответствии с правилами отбора ($\Delta m_s = 0$; $\Delta m_I = \pm 1$), что достигается подачей дополнительного насыщающего радиочастотного поля, резонансного с переходами между ядерными спиновыми подуровнями атомов, связанных с электронным спином дефекта через СТВ и ЯКВ. Схематически структура энергетических

уровней и переходы ЯМР в системе $(S = 1;\ I = 1)$ показана на рис. 2, согласно спиновому гамильтониану (1)Ionics, описывающему центр V_B^-:

$$\begin{aligned}\widehat{H} = {} & g\mu_B B_0 S_z + D\left(S_z^2 - \frac{S(S+1)}{3}\right) \\ & + \sum_i \left[A_{zz} S_z I_{zi} + A_{xx} S_x I_{xi} + A_{yy} S_y I_{yi}\right] \\ & + \sum_i \left[g_N \mu_N B_0 I_{zi} + \frac{\chi_q}{4I(2I-1)}\right. \\ & \left. \times \left(3I_{zi}^2 - I(I+1) + \eta(I_{xi}^2 - I_{yi}^2)\right)\right], \qquad (1)\end{aligned}$$

где первые два слагаемых описывают зеемановское и тонкое взаимодействие; μ_B — магнетон Бора; A_{xx}, A_{yy}, A_{zz} — энергии сверхтонкого взаимодействия электрона дефекта V_B^- и окружающих ядер соответственно, отражающие изотропную $(A_{iso} = (A_{xx} + A_{yy} + A_{zz})/3)$ и анизотропную $((2A_{zz} - A_{xx} - A_{yy})/6)$ части СТВ; γ — гиромагнитное отношение для ядерного магнитного момента; $\chi_q = eQ_N V_{zz}/h$ — ядерная квадрупольная константа расщепления, характеризующая взаимодействие ядерного электрического квадрупольного момента $(e \cdot Q_N)$ с градиентом электрического поля в точке ядра (V_{zz}, главная компонента тензора ЭПГ), $\eta = (V_{xx} - V_{yy})/V_{zz}$ — анизотропия этого взаимодействия. Суммирование по i включает все окружающие ядра, g_N и μ_N (ядерный g-фактор $g_N(^{14}N) = +0.4037$) и ядерный магнетон соответственно. Стоит отметить, что схема уровней, указанная на рис. 2, ожидается в случае, когда все ядерные магнитные моменты эквивалентны, чего следует ожидать при ориентации вектора индукции внешнего магнитного поля, направленного параллельно гексагональной оси кристалла ($\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{c}$). В настоящей работе мы приводим результаты исследования взаимодействия градиента электрического поля, вызванного наличием вакансии бора в hBN, с квадрупольными ядерными магнитными моментами атомов азота, расположенными за пределами первой координационной сферы атомов азота, обозначенной на рис. 1, *a* как N(1). Для определения симметрии ЯКВ и параметров соответствующего тензора нами исследовались переходы ЯМР (показаны бордовым цветом на рис. 2, *a*) между ядерными спиновыми подуровнями в состояние с проекцией электронного спина вакансии бора $m_s = 0$ методом ДЭЯР. Такой подход позволяет непосредственно регистрировать исключительно вклад от ядерного квадрупольного взаимодействия, ввиду того, что СТВ отсутствует для состояния с нулевой проекцией электронного спина, как это видно из спинового гамильтониана (1). При этом в спектрах ДЭЯР, согласно схеме уровней на рис. 2, должно быть две пары линий от каждого электронного перехода: одна пара линий, центрированная вокруг ларморовской частоты прецессии ядерного магнитного момента ^{14}N,

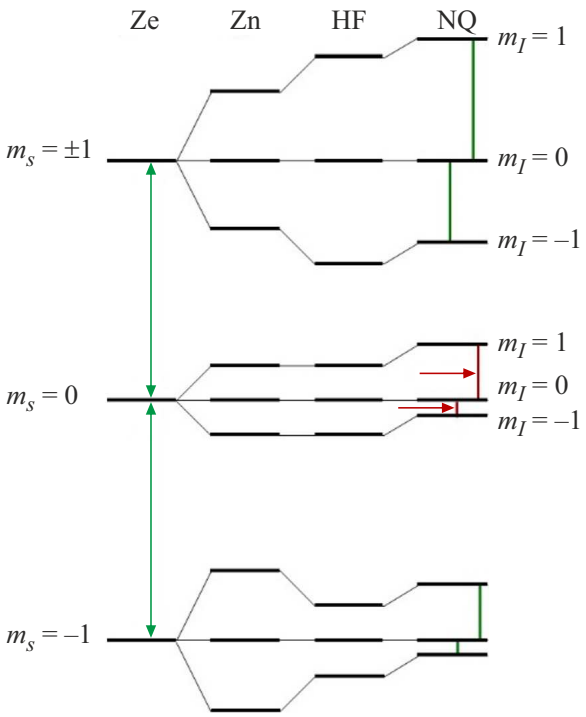


Рис. 2. Энергетические уровни дефекта V_B^-, взаимодействующего с ядерными спинами ^{14}N, включая электронное зеемановское расщепление (Ze) и расщепление в нулевом поле, сверхтонкое взаимодействие (HF), ядерное квадрупольное взаимодействие (NQ) и ядерное зеемановское взаимодействие (Zn). Уровни промаркированы соответствующими квантовыми числами m_s, m_I. Разрешенные переходы ЭПР показаны вертикальными стрелками. Переходы ЯМР показаны зелеными (для $m_s = \pm 1$) и бордовыми (для $m_s = 0$) линиями. Бордовыми горизонтальными стрелками указаны переходы ЯМР, обусловленные исключительно квадрупольным взаимодействием с ^{14}N.

$$\nu_L = \frac{g_N \mu_N B_0}{h} \approx 10\,\text{MHz}$$

(в высокочастотном-диапазоне при $B_0 \approx 3.3\,\text{T}$), с расстоянием между ними, равным величине квадрупольного расщепления (NQ), и вторая со смещением на величину СТВ (HF) и тем же расстоянием между линиями.

За счет разных знаков m_s для разных электронных переходов смещение будет в разные стороны.

3. Экспериментальная часть

В работе использовались коммерческие монокристаллы hBN (hq Graphene), облученные электронами с энергией 2 MeV дозой $6 \cdot 10^{18}\,\text{cm}^{-2}$ с целью генерации дефектов V_B^- [19]. Экспериментальные исследования выполнялись на ЭПР-спектрометре Bruker Elexsys 680 высокочастотного диапазона (94 GHz) при температуре $T = 25\,\text{K}$. Регистрация электронного

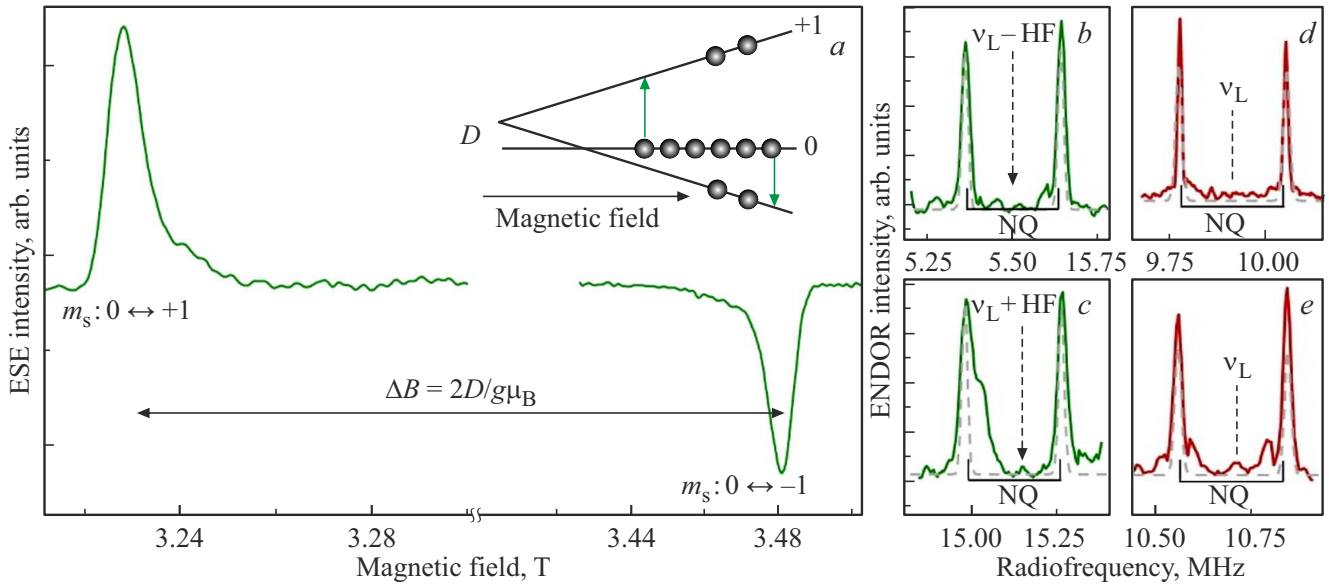


Рис. 3. *a*) Спектр ЭПР дефектов V_B^-, зарегистрированный в режиме электронного спинового эха при ориентации магнитного поля **B** ∥ **c** и оптической накачке лазером $\lambda = 532$ nm. Переходы тонкой структуры между спиновыми подуровнями триплета с расщеплением в магнитном поле, равным ΔB (удвоенной величине расщепления в нулевом магнитном поле, $2D$), показаны горизонтальной стрелкой. На вставке схематично отображена оптически индуцированная заселенность подуровня $m_s = 0$, вызывающая инверсию фаз сигналов спинового эха вакансий бора (*b*–*e*). Спектры ДЭЯР зарегистрированы на компонентах тонкой структуры дефектов V_B^-. Экспериментальные данные показаны зеленым и бордовым цветом, а рассчитанные спектры с использованием спинового гамильтониана (*1*) показаны серым пунктиром. Частоты сигналов ЯМР на панелях (*b*) и (*c*) соответствуют переходам ЯМР между сверхтонкими подуровнями на электронных спиновых подуровнях $m_s = +1$ (*b*) и $m_S = -1$ (*c*), а частоты на (*d*) и (*e*) — между квадрупольно-расщепленными ядерными подуровнями в состояние с проекцией электронного спина $m_s = 0$. Положение частоты ларморовской прецессии ^{14}N, ν_L, указано пунктирной стрелкой. Расщепление между парами линий на каждой панели обусловлено ЯКВ и обозначено как NQ. Сдвиг квадрупольно расщепленных линий на величину СТВ обозначен на панелях (*b*) и (*c*) пунктирными стрелками $\nu_L \pm$ HF.

парамагнитного резонанса (ЭПР), детектируемого по электронному спиновому эху (ЭСЭ), осуществлялась с использованием стандартной импульсной последовательности Хана ($\pi/2-\tau-\pi-\tau-$ЭСЭ) при длительности $\pi/2$-импульса 48 ns и значении $\tau = 300$ ns. Для зондирования ядерных спинов применялась стандартная импульсная последовательность Мимса ($\pi/2-\tau-\pi/2-\pi_{RF}-\pi/2-\tau-$ССЭ) [24]. Первые два микроволновых $\pi/2$-импульса индуцировали инверсию населенностей электронных спиновых уровней; третий $\pi/2$-импульс обеспечивал формирование сигнала стимулированного спинового эха (ССЭ). В интервале между вторым и третьим микроволновыми импульсами прикладывался радиочастотный импульс π_{RF}, вызывавший инверсию населенностей ядерных спиновых подуровней и индуцировавший ЯМР-переходы. Расчет частот ЯМР был проведен с использованием программного обеспечения EasySpin [25].

4. Результаты и обсуждение

В результате облучения в кристаллах hBN были созданы вакансии бора в отрицательном зарядовом состоянии, о чем свидетельствует спектр ЭПР, зарегистрированный при ориентации внешнего магнитного поля, направленного параллельно гексагональной оси **c** (**B** ∥ **c**) (рис. 3, *a*). Действительно, сигналы, указанные стрелкой на спектре, характеризуются расщеплением по магнитному полю ΔB, которое соответствует удвоенной величине расщепления спиновых подуровней триплета ($S = 1$) в нулевом магнитном поле, схематично обозначенной на вставке рис. 3, *a* как D. А именно, $\Delta B \cong 255$ mT $\approx 2D/g\mu_B$, где величина расщепления в нулевом магнитном поле $D \approx 3.57$ GHz; g — электронный g-фактор, $g \approx 2.00$. Параметры D и g соответствуют определенным ранее методами микроволновой спектроскопии [6,19]. Первым шагом для исследования ЯКВ с удаленными от вакансии бора ядрами азота нами были зарегистрированы спектры ДЭЯР на обеих компонентах тонкой структуры, соответствующих переходам m_s: $0 \leftrightarrow +1$ и m_s: $0 \leftrightarrow -1$ и обозначенных на рис. 3, *a*. Как и ожидалось согласно схеме уровней, представленной на рис. 2, спектры ДЭЯР содержат восемь переходов ЯМР представленных на рис. 3, *b*–*e*. Также отметим, что разные электронные переходы наблюдаются при существенно разных значениях индукций магнитного поля B_0, положение ν_L существенно различается. Из положения частот ЯМР при параллель-

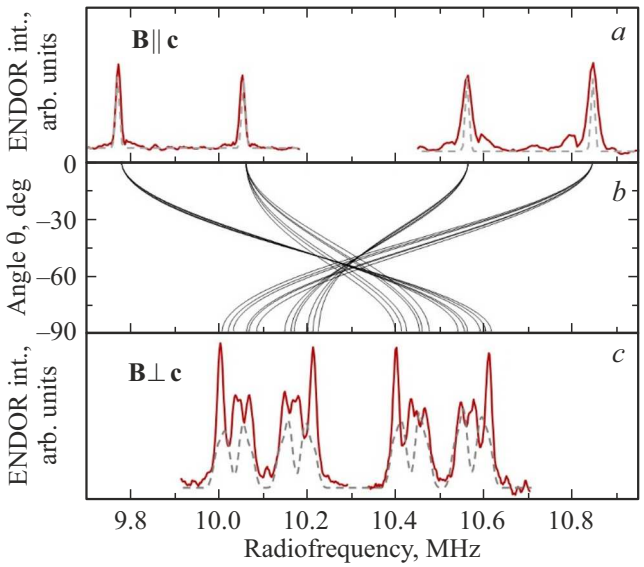


Рис. 4. *a*) Спектры ДЭЯР, зарегистрированные на обоих компонентах тонкой структуры V_B^- дефектов в ориентации магнитного поля $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{c}$ на подуровне $m_s = 0$. Спектры соответствуют приведенным на рис. 3, *d* и *e*. Величины магнитного поля для данной ориентации: низкополевая компонента $B_{\rm lf} = 3221.4$ mT и высокополевая $B_{\rm hf} = 3476.5$ mT. *b*) Расчет угловой зависимости хода линий в спектре ДЭЯР при вращении вектора индукции магнитного поля от параллельной к перпендикулярной ориентации относительно оси **c** кристалла. *c*) Спектры ДЭЯР, измеренные при ориентации $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{c}$. Расчет спектров при $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{c}$ показан серыми пунктирными линиями. Величины магнитного поля для данной ориентации: $B_{\rm lf} = 3289.8$ mT и $B_{\rm hf} = 3418.8$ mT.

ной ориентации магнитного поля можно определить величины СТВ и ЯКВ 4.41 и 0.37 MHz соответственно.

Для определения симметрии и абсолютных величин тензора ЯКВ центра V_B^- с удаленными атомами ^{14}N была исследована угловая зависимость переходов ЯМР в электронном спиновом состоянии $m_s = 0$ в спектрах ДЭЯР при вращении вектора индукции магнитного поля от $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{c}$ к ориентации $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{c}$, соответствующей случаю, когда вектор поля лежит в плоскости (0001) объемного кристалла hBN.

При таком вращении магнитные ядра становятся неэквивалентными, и каждое ядро ^{14}N дает две линии в спектре ДЭЯР. Таким образом, в случае исследования взаимодействий с ядерными спинами в сфере азота, обозначенной как N(2) на рис. 1, ожидается увидеть 6 линий в спектре ЯМР для каждого подуровня m_s, тогда как в случае взаимодействия с ядерными спинами в сфере N(3) ожидается наблюдать набор из 12 линий ЯМР в спектрах ДЭЯР. Результаты таких измерений совместно с рассчитанным ходом угловой зависимости линий приведены на рис. 4. На рис. 4, *a* показаны спектры, зарегистрированные при ориентации магнитного поля $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{c}$. Сигналы ЯМР соответствуют переходам m_I: $0 \leftrightarrow +1$ и m_I: $0 \leftrightarrow -1$, индуцированных радиочастотным в состояние с $m_s = 0$, и соответствуют сигналам, показанным на рис. 3, *d* и *c*. Зависимость положения линий в спектре ДЭЯР от направления магнитного, рассчитанная в программе EasySpin, показана на рис. 4, *b*. Из угловой зависимости видно, как каждая пара линий, зарегистрированная в ориентации $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{c}$, соответствующей случаю, когда все магнитные моменты эквивалентны, распадается на 12 линий при увеличении угла. Ход линий в угловой зависимости и спектры, зарегистрированные в ориентации $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{c}$, приведенные на рис. 4, *c*, описываются параметром квадрупольного взаимодействия $\chi_q = 0.37$ MHz и $\eta = 0.55$ MHz. Стоит отметить, что эти экспериментальные данные по измерению ЯКВ центра V_B^- с использованием исключительно-расщепленных ядерных спиновых подуровней находятся в хорошем соответствии с ранее полученными путем измерений спектров ДЭЯР на состояниях с примесью СТВ, отвечающих проекциям электронного спина $m_s = \pm 1$ [26]. Последнее представляет дополнительный ресурс для сопоставления и проверки значений напрямую измеренной величины ЯКВ с атомами азота, что удается сделать путем анализа спектра ДЭЯР, измеренного с использованием ненулевой проекции электронного спина вакансии бора. Так, на рис. 5 приведен спектр ДЭЯР, измеренный на состоянии $m_s = +1$ при ориентации магнитного поля $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{c}$. Его теоретическое описание с использованием спинового гамильтониана (1) с параметрами ядерного квадрупольного взаимодействия, полученными из описания ДЭЯР, приведенного на рис. 4 следующих констант сверхтонкого взаимо-

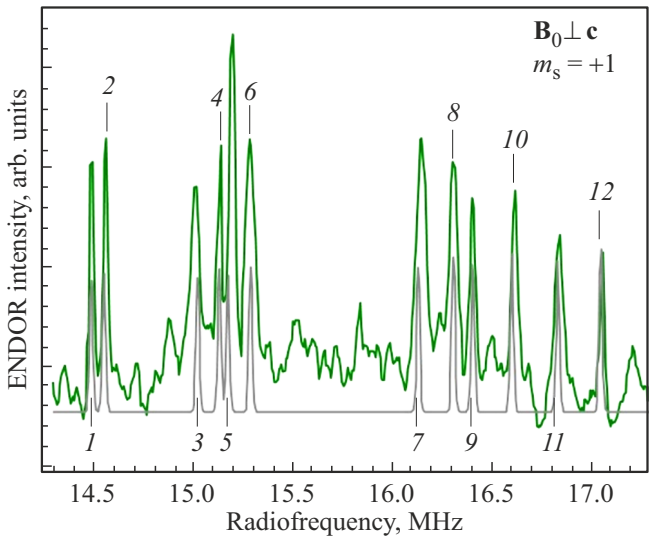


Рис. 5. Спектр ДЭЯР, зарегистрированный при ориентации магнитного $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{c}$ на подуровне с проекцией электронного спина $m_s = +1$. Набор из 12 переходов ЯМР пронумерован соответственно. Серым цветом показан расчетный спектр ДЭЯР, полученный с использованием гамильтониана (1) и параметров $\chi_q = 0.37$ MHz; $\eta = 0.55$ MHz; $A_{\rm iso} = 5.23 \pm 0.03$ MHz, $A_{dd} = 0.82 \pm 0.03$ MHz. Величина фиксированного магнитного поля для данной ориентации $B = 3235.8$ mT.

действия $A_{\text{iso}} = 5.23 \pm 0.03\,\text{MHz}$, $A_{dd} = 0.82 \pm 0.03\,\text{MHz}$ свидетельствует о точности определения величины ЯКВ. Дополнительно стоит отметить явно выраженную структуру спектра на рис. 5, содержащую 12 линий. Это соответствует 6 неэквивалентным атомам азота в ориентации $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{c}$ и однозначно свидетельствует о том, что градиент кристаллического поля исследовался на атомах третьей сферы, обозначенной на рис. 1 как N(3).

5. Заключение

Исследован ЯКВ с удаленными атомами азота, расположенными в третьей координационной сфере дефекта V_B^-. Определенная величина константы ЯКВ установлена равной $\chi_q = 0.37\,\text{MHz}$, что значительно меньше взаимодействия с ^{14}N, расположенного в первой координационной сфере вакансии бора (N(1) на рис. 1, *a*), установленного ранее равным $\chi_q \approx 1.5\,\text{MHz}$ [27]. Данное наблюдение отражает тот факт, что по мере удаления от вакансии электронная плотность, ассоциированная с дефектом, становится малой и вносит минимальный вклад в искажение собственного электрического поля hBN. Таким образом, спиновая плотность вакансии бора открывает возможность зондирования внутренних ядерных свойств hBN с использованием методов микроволновой спектроскопии. Так, ранее для исследований констант ядерного квадрупольного взаимодействия в hBN в качестве спинового зонда использовался одиночный NV-дефект в алмазе [28]. Динамика его спиновой когерентности, зарегистрированная с применением импульсной последовательности XY8, позволила исследовать параметры квадрупольных взаимодействий в hBN; в частности, в явном виде удалось экспериментально установить константу квадрупольного взаимодействий для собственных ядер изотопа решетки ^{11}B ($\chi_q(^{11}\text{B}) = 2.9221 \pm 0.0006\,\text{MHz}$). В данном контексте, дефект V_B^- может играть роль собственного спинового зонда в решетке hBN, что позволит проводить альтернативные и дополняющие исследования его спиновых фундаментальных свойств.

Финансирование работы

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 24-12-00151.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] G. Cassabois, P. Valvin, B. Gil. Nature Photon. **10**, *4*, 262 (2016).
[2] J.D. Caldwell, I. Aharonovich, G. Cassabois, J.H. Edgar, B. Gil, D.N. Basov. Nature Rev. Mater. **4**, *8*, 552 (2019).
[3] W. Ren, P. Bøggild, J. Redwing, K. Novoselov, L. Sun, Y. Qi, K. Jia, Z. Liu, O. Burton, J. Alexander-Webber, S. Hofmann, Y. Cao, Y. Long, Q.-H. Yang, D. Li, S.H. Choi, K.K. Kim, Y.H. Lee, M. Li, Q. Huang, Y. Gogotsi, N. Clark, A. Carl, R. Gorbachev, T. Olsen, J. Rosen, K.S. Thygesen, D.K. Efetov, B.S. Jessen, M. Yankowitz, J. Barrier, R.K. Kumar, F.H.L. Koppens, H. Deng, X. Li, S. Dai, D.N. Basov, X. Wang, S. Das, X. Duan, Z. Yu, M. Borsch, A.C. Ferrari, R. Huber, M. Kira, F. Xia, X. Wang, Z.-S. Wu, X. Feng, P. Simon, H.-M. Cheng, B. Liu, Y. Xie, W. Jin, R.R. Nair, Y. Xu, Q. Zhang, A.K. Katiyar, J.-H. Ahn, I. Aharonovich, M.C. Hersam, S. Roche, Q. Hua, G. Shen, T. Ren, H.-B. Zhang, C.M. Koo, N. Koratkar, V. Pellegrini, R.J. Young, B. Qu, M. Lemme, A.J. Pollard. arXiv preprint arXiv:2503.22476 (2025).
[4] Q.H. Wang, A. Bedoya-Pinto, M. Blei, A.H. Dismukes, A. Hamo, S. Jenkins, M. Koperski, Y. Liu, Q.-C. Sun, E.J. Telford, H.H. Kim, M. Augustin, U. Vool, J.-X. Yin, L.H. Li, A. Falin, C.R. Dean, F. Casanova, R.F.L. Evans, M. Chshiev, A. Mishchenko, C. Petrovic, R. He, L. Zhao, A.W. Tsen, B.D. Gerardot, M. Brotons-Gisbert, Z. Guguchia, X. Roy, S. Tongay, Z. Wang, M.Z. Hasan, J. Wrachtrup, A. Yacoby, A. Fert, S. Parkin, K.S. Novoselov, P. Dai, L. Balicas, E.J.G. Santos. ACS Nano **16**, *5*, 6960 (2022).
[5] A. Boretti, J. Blackledge, S. Castelletto. Mater. Sci. Semicond. Process. **185**, 108932 (2025).
[6] A. Gottscholl, M. Kianinia, V. Soltamov, S. Orlinskii, G. Mamin, C. Bradac, C. Kasper, K. Krambrock, A. Sperlich, M. Toth, I. Aharonovich, V. Dyakonov. Nature Mater. **19**, *5*, 540 (2020).
[7] K.S. Novoselov, A. Mishchenko, A. Carvalho, A.H. Castro Neto. Sci. **353**, *6298*, aac9439 (2016).
[8] N. Chejanovsky, A. Mukherjee, J. Geng, Y.-C. Chen, Y. Kim, A. Denisenko, A. Finkler, T. Taniguchi, K. Watanabe, D.B.R. Dasari, P. Auburger, A. Gali, J.H. Smet, J. Wrachtrup. Nature Mater. **20**, *8*, 1079 (2021).
[9] A. Gottscholl, M. Diez, V. Soltamov, C. Kasper, D. Krauße, A. Sperlich, M. Kianinia, C. Bradac, I. Aharonovich, V. Dyakonov. Nature Commun. **12**, *1*, 4480 (2021).
[10] S. Vaidya, X. Gao, S. Dikshit, I. Aharonovich, T. Li. Adv. Phys.: X, **8**, *1*, 2206049 (2023).
[11] F.T. Tabesh, M. Fani, J.S. Pedernales, M.B. Plenio, M. Abdi. Phys. Rev. B **107**, *21*, 214307 (2023).
[12] X. Gao, S. Vaidya, K. Li, P. Ju, B. Jiang, Z. Xu, A.E. Llacsahuanga Allcca, K. Shen, T. Taniguchi, K. Watanabe, S.A. Bhave, Y.P. Chen, Y. Ping, T. Li. Nature Mater. **21**, *9*, 1024 (2022).
[13] N. Mendelson, D. Chugh, J.R. Reimers, T.S. Cheng, A. Gottscholl, H. Long, C.J. Mellor, A. Zettl, V. Dyakonov, P.H. Beton, S.V. Novikov, C. Jagadish, H.H. Tan, M.J. Ford, M. Toth, C. Bradac, I. Aharonovich. Nature Mater. **20**, *3*, 321 (2021).
[14] H.L. Stern, C.M. Gilardoni, Q. Gu, S.E. Barker, O.F.J. Powell, X. Deng, S.A. Fraser, L. Follet, C. Li, A.J. Ramsay, H.H. Tan, I. Aharonovich, M. Atatüre. Nature Mater. **23**, *10*, 1379 (2024).
[15] X. Gao, S. Vaidya, K. Li, Z. Ge, S. Dikshit, S. Zhang, P. Ju, K. Shen, Y. Jin, Y. Ping, T. Li. Nature **643**, *8073*, 943 (2025).
[16] R. Rizzato, M. Schalk, S. Mohr, J.C. Hermann, J.P. Leibold, F. Bruckmaier, G. Salvitti, C. Qian, P. Ji, G.V. Astakhov, U. Kentsch, M. Helm, A.V. Stier, J.J. Finley, D.B. Bucher. Nature Commun. **14**, *1*, 5089 (2023).

[17] A. Haykal, R. Tanos, N. Minotto, A. Durand, F. Fabre, J. Li, J.H. Edgar, V. Ivady, A. Gali, T. Michel, A. Dréau, B. Gil, G. Cassabois, V. Jacques. Nature Commun. **13**, *1*, 4347 (2022).
[18] C.M. Gilardoni, S.E. Barker, C.L. Curtin, S.A. Fraser, O.F.J. Powell, D.K. Lewis, X. Deng, A.J. Ramsay, S. Adhikari, C. Li, I. Aharonovich, H.H. Tan, M. Atatüre, H.L. Stern. Nature Commun. **16**, *1*, 4947 (2025).
[19] F.F. Murzakhanov, B.V. Yavkin, G.V. Mamin, S.B. Orlinskii, I.E. Mumdzhi, I.N. Gracheva, B.F. Gabbasov, A.N. Smirnov, V.Y. Davydov, V.A. Soltamov. Nanomater. **11**, *6*, 1373 (2021).
[20] F.F. Murzakhanov, I.E. Mumdzhi, G.V. Mamin, R.V. Yusupov, V.Yu. Davydov, A.N. Smirnov, M.V. Muzafarova, S.S. Nagalyuk, V.A. Soltamov. Phys. Solid State **64**, *4*, 210 (2022).
[21] M. Hennessey, B. Whitefield, A. Gale, M. Kianinia, J.A. Scott, I. Aharonovich, M. Toth. Adv. Quantum Technol. **8**, *2*, 2300459 (2025).
[22] A. Tárkányi, V. Ivády. arXiv:2505.03292 (2025).
[23] J. Lee, H. Kim, H. Park, H. Seo. arXiv:2505.03306 (2025).
[24] W.B. Mims. Proc. R. Soc. London, Ser. A **283**, *1395*, 452 (1965).
[25] S. Stoll, A. Schweiger. J. Magn. Reson. **178**, *1*, 42 (2006).
[26] G.V. Mamin, E.V. Dmitrieva, F.F. Murzakhanov, I.N. Gracheva, E.N. Mokhov, I.I. Vlasov, M.R. Gafurov, U. Gerstmann, V.A. Soltamov. Appl. Phys. Lett. **127**, *2*, 024001 (2025).
[27] F.F. Murzakhanov, G.V. Mamin, S.B. Orlinskii, U. Gerstmann, W.G. Schmidt, T. Biktagirov, I. Aharonovich, A. Gottscholl, A. Sperlich, V. Dyakonov, V.A. Soltamov. Nano Lett. **22**, *7*, 2718 (2022).
[28] I. Lovchinsky, J.D. Sanchez-Yamagishi, E.K. Urbach, S. Choi, S. Fang, T.I. Andersen, K. Watanabe, T. Taniguchi, A. Bylinskii, E. Kaxiras, P. Kim, H. Park, M.D. Lukin. Sci. **355**, *6324*, 503 (2017).

Редактор Е.В. Толстякова