Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 5, с. 306 – 313

Метод полностью оптической векторной магнитометрии по спектроскопии антипересечений уровней спиновых центров в 4H-SiC

К. В. Лихачев[+1)], *М. В. Учаев*[+], *М. М. Логинова*[+*], *И. П. Вейшторт*[+], *А. П. Бундакова*[+], *М. В. Музафарова*[+], *А. С. Гурин*[+], *Р. А. Бабунц*[+], *П. Г. Баранов*[+]

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

[*]*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина), 197022 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 4 августа 2025 г.
После переработки 4 августа 2025 г.
Принята к публикации 6 августа 2025 г.

Представлен полностью оптический векторный магнитометр на основе парамагнитных центров окраски с S = 3/2 в карбиде кремния (4H-SiC). Метод основан на спектроскопии антипересечения спиновых уровней (level anticrossing – LAC) и не требует приложения микроволновой мощности, в отличие от магнитометрии на основе оптически детектируемого магнитного резонанса NV-центров в алмазе. Это исключает нагрев образца и упрощает конструкцию устройства. Показано, что использование "модифицирующих" магнитных полей позволяет ускорить измерение внешних магнитных полей с высокой точностью. Оптическая регистрация сигналов LAC в ИК-диапазоне обеспечивает микронное и субмикронное пространственное разрешение,что делает метод перспективным для приложений в микроэлектронике и биомедицине.

DOI: 10.31857/S0370274X25090093, EDN: ZGRXCQ

I. Введение. Обнаружение слабых магнитных полей с высоким пространственным разрешением является важнейшей задачей в различных областях фундаментальной физики, материаловедения и биомедицины. Например, на расстоянии 10 нм спин электрона создает магнитное поле ~ 1 мкТл, а протона – несколько нТл. Датчик, способный обнаружить такие магнитные поля с нанометровым пространственным разрешением, найдет широкую область применения, начиная от обнаружения сигналов магнитного резонанса от отдельного электронного или ядерного спинов в сложных биологических молекулах до считывания классических или квантовых битов информации, закодированных в электронной или ядерной спиновой памяти. Решить проблему высокого пространственного разрешения в магнитометрии могут оптические способы измерения магнитных полей. Например, при помощи парамагнитных центров окраски можно получить карты распределения магнитных полей в условиях окружающей среды. Наиболее важным применением упомянутых датчиков является измерение всех компонент векторного магнитного поля.

В последнее десятилетие квантовая магнитометрия, основанная на парамагнитных центрах окраски, таких как азотно-вакансионные центры (NV) в алмазе и вакансионные центры в карбиде кремния, привлекла значительный интерес [1]. NV-центры в алмазе являются наиболее развитой платформой для реализации оптической магнитометрии, в том числе визуализации магнитных доменов [2] и электрических токов в интегральных схемах [3]. В отличие от NV-центров, вакансионные центры в карбиде кремния (SiC), в частности вакансии кремния (V_{Si}) [4] и дивакансии [5], которые могут когерентно управляться при комнатной температуре [6, 7] и демонстрируют возможность интеграции в электронные и фотонные схемы [8–11], позволяют проводить полностью оптическую магнитометрию без необходимости прикладывания микроволновой мощности. Полностью оптическая магнитометрия основана на оптической регистрации сигналов антипересечения спиновых уровней по интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) [12]. Использование техники оптической регистрации спиновых переходов приводит к гигантскому увеличению чувствительности, вплоть до возможности регистрировать одиночные спины при комнатной температуре [1,11]. Спектроскопия LAC вакансионных центров с $S = 3/2$ в SiC является перспективным инструментом для создания датчиков магнитного поля и температуры с субмикронным пространственным

1)e-mail: likhachevkv@mail.ioffe.ru

разрешением,а также для датчиков магнитного поля, работающих в условиях высоких температур и радиации, включая космическое пространство [13]. Вакансионные центры с $S = 3/2$ в SiC обычно маркируются соответствующими обозначениями бесфононных линий: V1, V2, V3 и т.д. [14]. В наших экспериментах мы изучали центры V2 в 4H-SiC. В состав исследуемых вакансионных центров окраски V_{Si} со спином $S = 3/2$ входит обменно-связанная пара отрицательно заряженной вакансии кремния и расположенной вдоль оси c вакансии углерода [15].

Как было ранее показано, оптическая спектроскопия сверхтонких взаимодействий может быть реализована в кристаллах 4H-SiC с естественным изотопным составом [16]. Были зарегистрированы антипересечения спиновых уровней в основном состоянии, образованных вакансией кремния и сверхтонким взаимодействием с одним ядром изотопа кремния ^{29}Si с вакансией кремния.

Дальнейшее развитие методики спектроскопии сверхтонких взаимодействий позволило создать принципиально новую схему полностью оптической векторной магнитометрии [17]. Чувствительность к постоянному магнитному полю для z-компоненты магнитного поля (B_z) оказалась лучше, чем $0.1\,\text{мкТл}/\sqrt{(\text{Гц})}$; чувствительность определения полярного θ и азимутального φ угла – лучше, чем $0.01\,\text{мТл}/\sqrt{(\text{Гц})}$. Предлагаемый магнитометр основан на компенсации внешнего магнитного поля в области оптического возбуждения конфокального микроскопа. Предложенный метод компенсации внешнего магнитного поля для измерения азимутального угла φ требует регистрации нескольких спектров LAC до тех пор, пока спектр LAC со скомпенсированным внешним магнитным полем полностью не совпадет с реперным спектром LAC. Описанный подход требует существенных временных затрат.

В данной работе продолжает развиваться направление по созданию полностью оптического сканирующего векторного магнитометра с высоким пространственным разрешением на основе полностью оптической спектроскопии антипересечения уровней вакансионных центров с $S = 3/2$ в 4H-SiC с использованием “модифицирующих” магнитных полей. Использование модифицирующих магнитных полей существенно ускоряет измерение внешних магнитных полей. Модифицирующие поля B_x^{mod} и B_y^{mod} представляют собой последовательно прикладываемые калиброванные возмущения, величина которых соответствует оценке $B_\perp$. Это позволяет преобразовать задачу определения азимутального угла φ в процедуру измерения модулей результирующих полей B_1 и B_2, что сокращает количество итераций.

II. Экспериментальная установка. Вакансионные центры с $S = 3/2$ в 4H-SiC создаются путем облучения кристалла с низкой концентрацией азота и природным содержанием изотопов ^{29}Si электронами с энергией 2 МэВ и потоком $\sim 10^{18}\,\text{см}^{-2}$. Исследуемый кристалл был выращен сублимационным “сэндвич-методом” [18], в котором плоскость пластины была перпендикулярна гексагональной c-оси ([0001]). Схема установки показана на рис. 1. Для возбуждения ФЛ и последующего выстраивания вакансионных центров применяется лазер с длиной волны 785 нм, мощностью 150 мВт. Разрешение сканирующего конфокального микроскопа составляет ~ 1 мкм. Сигнал LAC регистрируется синхронным детектором по изменению интенсивности ФЛ в квазистационарном магнитном поле B_0. Магнитное поле модулируется с малой амплитудой (10 мТл) на низкой частоте (~ 1 кГц) при постоянном оптическом возбуждении. Спектры LAC регистрируются в виде первой производной. Сканирующее квазистационарное магнитное поле B_0, направление модуляционного поля и c-ось кристалла ориентированы вдоль z-оси.

Пластина 4H-SiC, содержащая вакансионные центры с $S = 3/2$, помещается на сканирующий пьезоэлектрический столик внутри откалиброванных трехосевых катушек Гельмгольца, которые создают поля вдоль x, y и z осей и располагаются внутри электромагнита, который сканирует квазистационарное магнитное поле B_0.

Оптическая схема также включает инфракрасный фильтр пропускания, объектив 100× (0.9 NA), пинхол и лавинный фотодиод. Фотодиод и низкочастотный генератор подключаются к синхронному детектору, который регистрирует относительные изменения ФЛ. Конфокальный микроскоп оснащен сканирующим столиком, управляемым пьезоэлектрическим элементом, что позволяет точно позиционировать кристалл 4H-SiC вдоль трех взаимно перпендикулярных осей и сканировать ФЛ.

III. Результаты и анализ. На рисунке 2а показан спектр LAC для центра V2 в кристалле 4H-SiC с естественным содержанием изотопов. Он был зарегистрирован с модуляцией магнитного поля с частотой $f \approx 1$ кГц при комнатной температуре в нулевом внешнем измеряемом магнитном поле $B_{\mathrm{Ext}} = 0$. В магнитных полях 1.25 и 2.50 мТл наблюдаются резкие изменения интенсивности ФЛ, которые соответствуют точкам антипересечения уровней основного состояния без учета сверхтонких взаимодействий с одним ядром изотопа ^{29}Si. Они обозначены в спек-

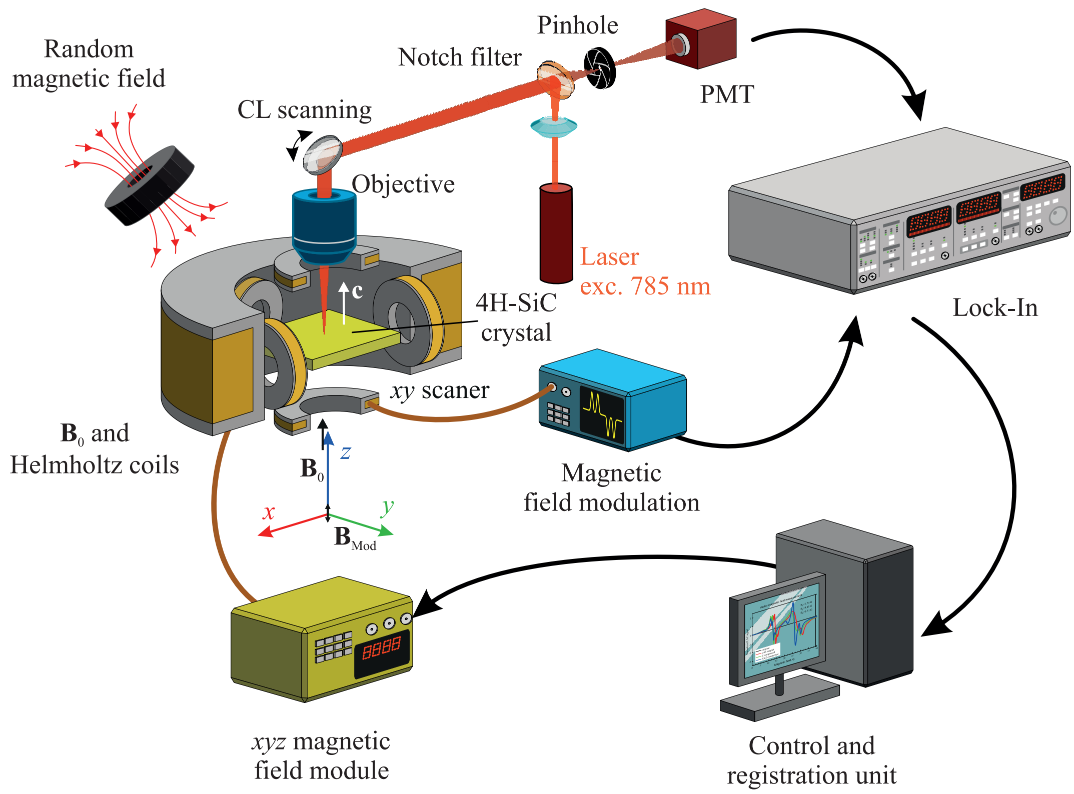

Рис. 1. (Цветной онлайн) Блок-схема полностью оптического векторного магнитометра. Сигнал регистрируется на частоте модуляции квазистационарного поля B_0 с помощью синхронного детектора. В качестве SiC-датчика служит пластина 4H-SiC с вакансионными центрами с $S = 3/2$, причем c-ось кристалла перпендикулярна плоскости пластины. SiC-датчик помещен в электромагнит,сканирующий квазистатическое магнитное поле вдоль c-оси. Это поле комбинируется с полем от катушек Гельмгольца для калибровки и компенсации во время измерений

тре как LAC1, с изменением проекции спина электрона $\Delta M_S = +2$ и LAC2, с изменением проекции спина электрона $\Delta M_S = +1$ (красные кружки 2 и 5 на рис. 2a). Подробное объяснение процессов, приводящих к изменению интенсивности в точках антипересечений уровней, приведено в работе [16].

Резонансы, обозначенные 1, 3, 4 и 6 (рис. 2a, синие кружки) возникают вследствие сверхтонкого взаимодействия электронного спина вакансионного центра с ядерным спином единственного изотопа ^{29}Si во второй координационной сфере [16]. В случае, когда все ядра кремния в данной координационной сфере имеют нулевой ядерный магнитный момент, в спектре наблюдаются лишь два основных антипересечения уровней (LAC1 и LAC2), соответствующих чисто электронным спиновым переходам.

Спектр ЭПР вакансионных центров с $S = 3/2$ описывается спиновым гамильтонианом:

$$H = g\mu_B \mathbf{S}\cdot\mathbf{B} + D\left[S_Z^2 - \frac{1}{3}\cdot S(S+1)\right] + A\mathbf{I}\cdot\mathbf{S}, \quad (1)$$

где $\mathbf{B}$ – магнитное поле, g – изотропный g-фактор, равный 2.00, μ_B – магнетон Бора, D – параметр тонкой структуры при аксиальном кристаллическом поле, A – сверхтонкое взаимодействие с одним ядром изотопа ^{29}Si ($I = 1/2$), расположенным во второй координационной сфере вакансии кремния, входящей в структуру вакансионного центра с $S = 3/2$. Расщепление тонкой структуры для V2-центров в 4H-SiC $2D = 23.4\cdot 10^{-4}\,\text{см}^{-1} = 70\,\text{МГц}$. В соответствие с предложенной моделью V_{Si}^- центров в виде обменно-связанной пары вакансии кремния и вакансии углерода, ориентированной вдоль оси c кристалла с основным состоянием $S = 3/2$, основную роль играет вакансия кремния, в ближайшем окружении которой находятся четыре атома углерода. Сверхтонкая структура для взаимодействия с ^{29}Si во второй координационной сфере относительно вакансии кремния (двенадцать атомов Si_{NNN}) составляет $A \cong 9\,\text{МГц} = 3\cdot 10^{-4}\,\text{см}^{-1}$ [1].

Система энергетических уровней,рассчитанная для вакансионного центра с $S = 3/2$ в 4H-SiC, показана на рис. 2b. Пунктирные красные ли-

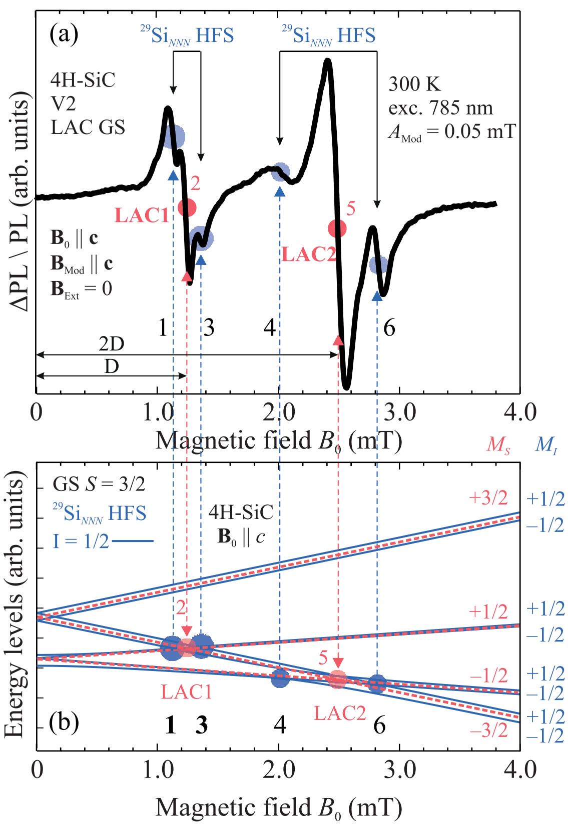

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Изменения интенсивности ФЛ аксиальных центров V2 (спектр LAC) в магнитном поле B_0, зарегистрированные при температуре 300 K в кристалле 4H-SiC с естественным содержанием изотопов. (b) – Уровни энергии, рассчитанные для системы с $S = 3/2$: сплошные линии для $I = 1/2$; пунктирные линии для $I = 0$. Красные кружки показывают антипересечения уровней LAC1 и LAC2 для основного состояния без учета сверхтонкого взаимодействия. Синие кружки показывают LACs с учетом сверхтонкого взаимодействия с атомом кремния с ядерным магнитным моментом изотопа ^{29}Si во второй координационной сфере

нии этого рисунка соответствуют структуре без сверхтонкого взаимодействия,когда во второй координационной сфере относительно вакансии кремния отсутствуют ядра ^{29}Si, $I = 0$. Сплошные синие линии соответствуют структуре вакансионного центра, включающей сверхтонкое взаимодействие с одним ядром ^{29}Si, $I = 1/2$. Красными кружками показаны антипересечения уровней LAC1 и LAC2 для основного состояния в отсутствие сверхтонкого взаимодействия. Синими кружками показаны антипересечения уровней в присутствии одного атома кремния с ядерным магнитным моментом изотопа ^{29}Si во второй координационной сфере. Два кружка 1 и 3 вблизи LAC1 на рис. 2b соответствуют двойным антипересечениям уровней.

Интенсивность сигнала в точках 1–6 очень чувствительна к ориентации кристалла и, соответственно, аксиальной оси вакансионного центра с $S = 3/2$ в магнитном поле B_0 и к введению внешнего измеряемого магнитного поля $B_{\rm Ext}$. Поэтому LAC-спектроскопия сложных систем с высоким электронным спином и сверхтонкими взаимодействиями с ядерными спинами может стать эффективным инструментом для определения ориентации внешних полей.

В работе [17] были продемонстрированы реперные зависимости отдельных линий в спектре LAC от величины внешнего магнитного поля, перпендикулярного оси z, создаваемого катушками Гельмгольца. Мы используем реперные зависимости, представленные на рис. 3, для реализации полностью оптической векторной магнитометрии с использованием модифицирующих полей. Модифицирующие магнитные поля ускоряют процесс измерения внешнего магнитного поля. Реперные зависимости, представленные на рис. 3a, зарегистрированы так, что изменяется только перпендикулярная составляющая внешнего магнитного поля. Форма спектра LAC зависит только от полярного угла θ внешнего измеряемого магнитного поля. Рисунок 3b демонстрирует уменьшение интенсивности I отдельных линий в спектрах LAC в зависимости от величины перпендикулярной составляющей внешнего магнитного поля. Эти зависимости используются в качестве критериев для предварительной оценки внешних измеряемых магнитных полей и описаны в работе [17].

Предлагаемый магнитометр может быть откалиброван за счет известных констант взаимодействия тонкой и сверхтонкой структуры центров V2, что позволяет исключить необходимость использования дополнительного оборудования для настройки магнитометра. Во-первых, LAC1 на рис. 2a обнаруживается в магнитном поле, равном параметру D, LAC2 наблюдается в магнитном поле, равном параметру 2D, т.е. расстояние между LAC1 и LAC2 равно D. Во-вторых, также может быть использовано расстояние между двумя сателлитами от центральной линии LAC1, которое определяется сверхтонким взаимодействием с одним ядром ^{29}Si, равным 9 МГц. Первый и более простой метод калибровки предполагает использование спиновых взаимодействий электронов, наблюдаемых в спектре оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР). Поскольку все эти взаимодействия практически не зависят от температуры [19], а также чрез-

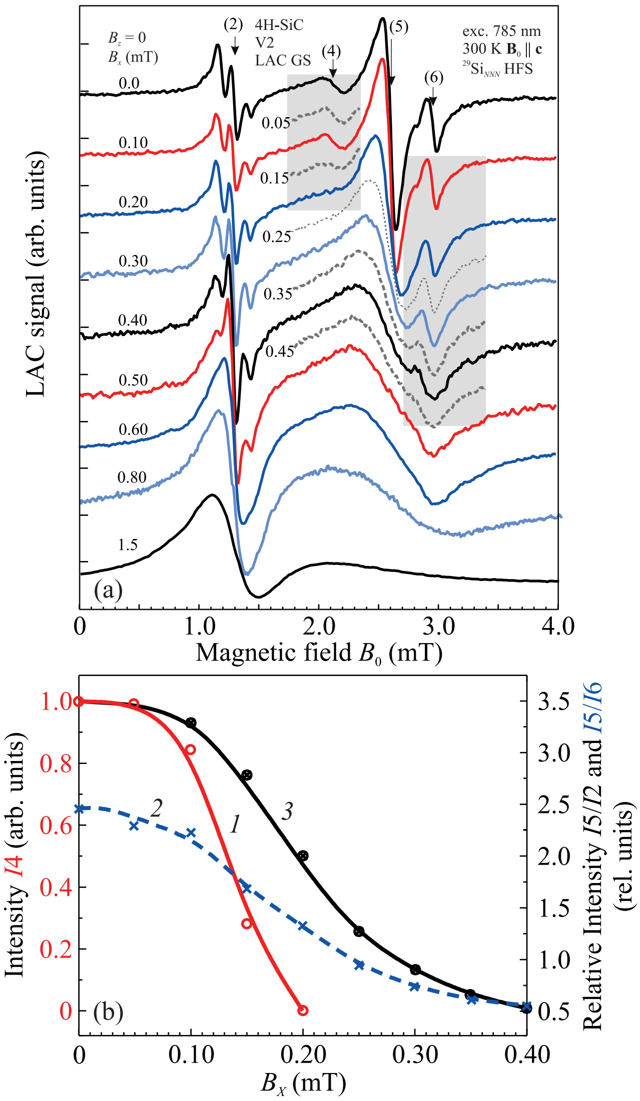

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Спектры LAC, зарегистрированные с последовательным увеличением перпендикулярной компоненты внешнего магнитного поля, создаваемой откалиброванными катушками Гельмгольца. Для удобства измерений калиброванное перпендикулярное магнитное поле приложено в x-направлении (B_x). (b) – Изменения интенсивностей I выбранных линий в спектрах LAC (области 2, 4, 5, 6 на рис. 3a) в зависимости от перпендикулярного магнитного поля (B_x), которые служат критериями в работе [17]. Левая вертикальная ось графика определяет значения для красной кривой (1). По правой вертикальной оси графика определены значения для синей (2) и черной (3) кривых

вычайно стабильны в течение длительных периодов времени, расстояния между ними будут сохраняться. Измеряя разницу магнитных полей между линиями LAC1 и LAC2, а также между сателлитами и антипересечениями, можно получить константу пропорциональности и откалибровать рассматриваемую систему.

Предлагаемый принцип векторной магнитометрии основан на последовательном определении составляющих проекций измеряемого внешнего магнитного поля. Продольная составляющая B_z определяется по величине смещения точек 2 и 5 (антипересечений LAC1 и LAC2) относительно реперного спектра на рис. 2a.

Далее измеряется перпендикулярная составляющая $B_\perp = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$ в xy-плоскости. Перпендикулярная составляющая внешнего измеряемого магнитного поля $B_\perp$ не приводит к изменению положений антипересечений LAC1 и LAC2, а только изменяет форму спектра. Наиболее значимое изменение интенсивности в спектре LAC происходит в точках, связанных с сателлитами, расположенными вблизи антипересечений LAC1 и LAC2. Эти сателлиты связаны со сверхтонким взаимодействием вакансионного центра V2 с $S = 3/2$ с изотопом кремния ^{29}Si, находящимся во второй координационной сфере и отмечены на рис. 2a точками 1, 3, 4 и 6. Поэтому для определения перпендикулярной составляющей $B_\perp$ не требуется регистраций спектра LAC во всем диапазоне полей от 0 до 4 мТл, что существенно сокращает время, затрачиваемое на измерение. Важно отметить, что при ненулевой продольной составляющей внешнего измеряемого поля B_z вместе с антипересечениями LAC1 и LAC2 на ту же величину смещаются антипересечения в точках 1, 3, 4 и 6 (рис. 2a). Поэтому истинное значение квазистационарного магнитного поля для антипересечений 1, 3, 4 и 6 (рис. 2a) определяется как сумма значения поля B_0 для этих точек реперного спектра LAC и величины продольной составляющей B_z.

Поскольку измерения основаны на свойствах аксиальных вакансионных центров, ось которых совпадает с кристаллической c-осью, результаты зависят только от соотношения продольной и перпендикулярной компонент внешнего магнитного поля, т.е. зависят от полярного угла θ и не зависят от азимутального угла φ. Азимутальный угол φ и полярный угол θ рассчитываются через проекции по формулам: $\varphi = \arctan(B_x/B_y)$, $\theta = \arctan(B_\perp/B_z)$. Проекции B_x и B_y измеряются путем введения с помощью катушек Гельмгольца дополнительных модифицирующих магнитных полей B_x^{mod} по оси x и B_y^{mod} по оси y. Модуль модифицирующего магнитного поля выбирается равным модулю поля $B_\perp$ так, чтобы $|\mathbf{B}_\perp| = |\mathbf{B}_x^{\mathrm{mod}}| = |B_y^{\mathrm{mod}}| = |B^{\mathrm{mod}}|$.

Последовательное ведение дополнительных модифицирующих магнитных полей B_x^{mod} и B_y^{mod} приводит к образованию векторов магнитного поля $\mathbf{B}_1$ и $\mathbf{B}_2$ в плоскости xy. Вектора $\mathbf{B}_1$ и $\mathbf{B}_2$ условно представлены на вставках справа на рис. 4. Вектор $\mathbf{B}_1$ является результирующим вектором при сложении полей $\mathbf{B}_\perp$ и B_x^{mod}, а вектор $\mathbf{B}_2$ – при сложении полей $\mathbf{B}_\perp$ и B_y^{mod}. Тогда модули полей $\mathbf{B}_1$ и $\mathbf{B}_2$ могут быть определены как $|B_1^2| = B_y^2 + (B_x + B^{\mathrm{mod}})^2$ и $|B_2^2| = B_x^2 + (B_y + B^{\mathrm{mod}})^2$. Измерение модулей магнитного поля B_1 и B_2 происходит аналогично измерению поля $B_\perp$, описанному на втором этапе. После измерения модулей полей B_1 и B_2 происходит вычисление проекций перпендикулярной составляющей измеряемого магнитного поля на лабораторные оси x и y по формулам (2):

$$\begin{cases} B_y = \frac{-I+\sqrt{(2B_\perp^2 - I^2)}}{2}, \\ B_1^2 + B_2^2 \geq (2B_\perp)^2; \\ B_y = \frac{-I-\sqrt{(2B_\perp^2 - I^2)}}{2}, \\ B_1^2 + B_2^2 < (2B_\perp)^2; \end{cases} \quad B_x = B_y + I, \tag{2}$$

где $I = (B_1^2 - B_2^2)/2B^{\mathrm{mod}}$. Для проверки вычислений продольной и перпендикулярных составляющих внешнего измеряемого магнитного поля, на катушки Гельмгольца подается компенсирующее магнитное поле и регистрируется спектр LAC. Совпадение последнего зарегистрированного спектра LAC с реперным демонстрирует правильность вычисления B_x, B_y и B_z составляющих поля $\mathbf{B}_{\mathrm{Ext}}$.

Рисунок 4 демонстрирует принципы работы полностью оптического квантового векторного магнитометра. Для определения продольной составляющей B_z внешнего измеряемого магнитного поля регистрируется спектр LAC (*1*). Точки 2 и 5 (антипересечения LAC1 и LAC2 на рис. 2a) смещены относительно реперного спектра. Величина смещения этих точек равна искомой величине продольной составляющей B_z. На рисунке 4 приведен пример измерения случайного внешнего магнитного поля, величина продольной составляющей которого равна $B_z = 0.088$ мТл. Справа от спектра LAC на вставке рис. 4 (*1*) показан принцип смещения спектра и вычисления продольной составляющей.

Спектр LAC рис. 4 (*1*), сдвинутый на величину продольной составляющей B_z, позволяет определить модуль перпендикулярной составляющей $B_\perp$ по интенсивности точек, представленных на рис. 3b. Для демонстрации метода на рис. 4 (*2*) показано сравнение искаженного спектра LAC со скомпенсированной продольной составляющей (красная кривая) со спектром LAC (зеленая пунктирная кривая) из реперных зависимостей от величины известного пер-

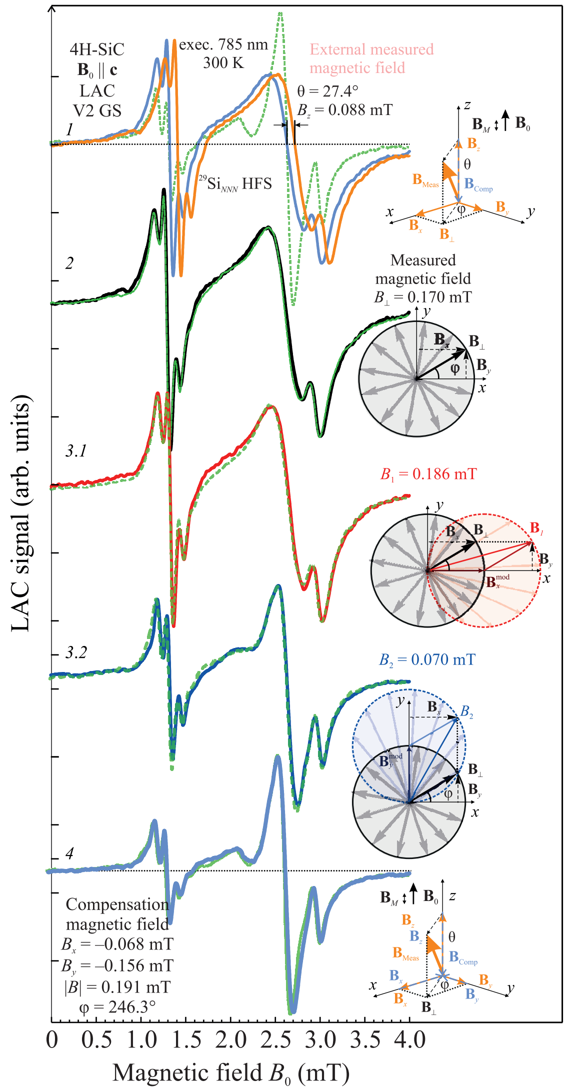

Рис. 4. (Цветной онлайн) Демонстрация принципов полностью оптической квантовой векторной магнитометрии. Представлен эксперимент по компенсации внешнего случайного магнитного поля постоянным магнитом. *1* – Спектр LAC, записанный во внешнем магнитном поле, (оранжевая кривая) относительно реперного спектра LAC (черная кривая) и сдвинутый на величину B_z спектр (голубая кривая). *2* – Сравнение спектра LAC (черная кривая), сдвинутого на величину B_z, с набором реперных спектров для определения $B_\perp$. *3.1* и *3.2* – Спектры LAC, зарегистрированные в дополнительном модифицирующем магнитном поле, позволяют определить модули векторов $|B_1|$ и $|B_2|$. *4* – Спектр LAC (голубая кривая) соответствует полностью скомпенсированному измеряемому полю, который сравнивается с неискаженным реперным спектром LAC (зеленая пунктирная кривая). Справа от спектров показаны принципы измерения полей на каждом из этапов

пендикулярного поля $|B_\perp|$ на рис. 3a. Искаженному спектру LAC рис. 4 (*2*) соответствует спектр LAC из реперных зависимостей тогда,когда разность площадей под графиками этих спектров минимальна. Для примера, представленного на рис. 4, величина перпендикулярной составляющей измеряемого магнитного поля оказалась равной $|B_\perp| = 0.170$ мТл. Справа от спектра LAC на вставке рис. 4 (*2*) показана область возможных направлений вектора $\mathbf{B}_\perp$ с известным модулем.

Изменение интенсивности резонансов 1–6 (рис. 2a) путем введения модифицирующих полей B^{mod} при помощи откалиброванных катушек Гельмгольца позволяет определить проекции полей B_x и B_y. Поле B^{mod}, направленное вдоль оси x, с последующей регистрацией спектра LAC на рис. 4 (*3.1*), позволяет определить модуль поля $|B_1|$; введение модифицирующего поля B^{mod} по оси y с последующей регистрацией спектра LAC рис. 4 (*3.2*) на рис. 4 – модуль поля B_2. Модуль полей B_1 и B_2 определяется аналогично модулю $B_\perp$, описанному на предыдущем шаге. На рисунке 4 продемонстрировано, что модули полей с введенными модифицирующими магнитными полями оказались равными $|B_1| = 0.186$ мТл и $|B_2| = 0.070$ мТл. Справа от спектров LAC (*3.1*) и (*3.2*) показан принцип измерения модулей магнитного поля $|B_1|$ и $|B_2|$ и область возможных направлений векторов $\mathbf{B}_\perp$, $\mathbf{B}_1$ и $\mathbf{B}_2$.

Далее происходит вычисление по формуле (2) всех проекций внешнего измеряемого магнитного поля на лабораторные оси и последующая компенсация катушками Гельмгольца для проверки правильности измерения. В результате анализа были получены следующие значения внешнего измеряемого магнитного поля: $B_x = -0.068$ мТл, $B_y = -0.156$ мТл и $B_z = 0.088$ мТл. В полярной системе координат это поле может быть представлено как: $|\mathbf{B}| = 0.191$ мТл, $\theta = 27.4^\circ$, $\varphi = 246.3^\circ$.

IV. Заключение. В данной работе представлен полностью оптический метод векторной магнитометрии, основанный на спектроскопии антипересечения спиновых уровней (LAC) в вакансионных центрах с $S = 3/2$ в 4H-SiC. Ключевым преимуществом метода является отсутствие необходимости прикладывания микроволновой мощности, что устраняет нагрев образца и упрощает конструкцию датчика по сравнению с системами на основе NV-центров в алмазе.

Использование модифицирующих магнитных полей позволило ускорить определение всех компонент внешнего поля с чувствительностью до $0.1\,\text{мкТл}/\sqrt{(\text{Гц})}$ для продольной составляющей и $0.01\,\text{мТл}/\sqrt{(\text{Гц})}$ для угловых параметров. Метод обеспечивает субмикронное пространственное разрешение, что подтверждает его перспективность для неинвазивной диагностики токов в микроэлектронных устройствах, высокочувствительных измерений слабых магнитных полей в биомедицинских приложениях, работы в экстремальных условиях (высокие температуры, радиация).

Дальнейшие исследования будут направлены на оптимизацию временного разрешения системы и разработку компактных датчиков на основе нанокристаллов SiC. Особый интерес представляет интеграция метода в промышленные платформы для диагностики полупроводниковых устройств.

Финансировнаие работы. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (грант # 23-12-00152), https://rscf.ru/project/23-12-00152/. Учаев М. В. и Вейшторт И. П благодарят за финансовую поддержку Министерство науки и высшего образования Российской Федерации (FFUG-2024-0046).

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

1. P. G. Baranov, H. Jürgen, B. Fedor, and J. J. Wrachtrup, *Springer Series in Materials Science 253 Magnetic Resonance of Semiconductors and Their Nanostructures Basic and Advanced Applications*, Springer-Verlag GmbH Austria (2017), v. 253, ch. 6.
2. Q. C. Sun, T. Song, E. Anderson, A. Brunner, J. Förster, T. Shalomayeva, T. Taniguchi, K. Watanabe, J. Gräfe, R. Stöhr, X. Xu, and J. Wrachtrup, Nat. Commun. **12**, 1989 (2021).
3. M. Garsi, R. Stöhr, A. Denisenko, F. Shagieva, N. Trautmann, U. Vogl, B. Sene, F. Kaiser, A. Zappe, R. Reuter, and J. Wrachtrup, Phys. Rev. Appl. **21**, 014055 (2024).
4. H. Kraus, V. A. Soltamov, D. Riedel, S. Väth, F. Fuchs, A. Sperlich, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, Nat. Phys. **10**, 157 (2014).
5. A. L. Falk, B. B. Buckley, G. Calusine, W. F. Koehl, V. V. Dobrovitski, A. Politi, C. A. Zorman, P. X. L. Feng, and D. D. Awschalom, Nat. Commun. **4**, 1819 (2013).
6. 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).
7. W. F. Koehl, B. B. Buckley, F. J. Heremans, G. Calusine, and D. D. Awschalom, Nature **479**, 84 (2011).
8. F. Fuchs, V. A. Soltamov, S. Väth, P. G. Baranov, E. N. Mokhov, G. V. Astakhov, and V. Dyakonov, Sci. Rep. **3**, 1637 (2013).

9. C. P. Anderson, A. Bourassa, K. C. Miao, G. Wolfowicz, P. J. Mintun, A. L. Crook, H. Abe, J. Ul Hassan, N. T. Son, T. Ohshima, and D. D. Awschalom, Science **366**, 1225 (2019).
10. D. M. Lukin, C. Dory, M. A. Guidry, K. Y. Yang, S. D. Mishra, R. Trivedi, M. Radulaski, S. Sun, D. Vercruysse, G. H. Ahn, and J. Vučković, Nat. Photonics **14**, 330 (2020).
11. M. Niethammer, M. Widmann, T. Rendler, N. Morioka, Y. C. Chen, R. Stöhr, J. U. Hassan, S. Onoda, T. Ohshima, S. Y. Lee, A. Mukherjee, J. Isoya, N. T. Son, and J. Wrachtrup, Nat. Commun. **10**, 5569 (2019).
12. D. Simin, V. A. Soltamov, A. V. Poshakinskiy, A. N. Anisimov, R. A. Babunts, D. O. Tolmachev, E. N. Mokhov, M. Trupke, S. A. Tarasenko, A. Sperlich, P. G. Baranov, V. Dyakonov, and G. V. Astakhov, Phys. Rev. X **6**, 031014 (2016).
13. C. J. Cochrane, J. Blacksberg, M. A. Anders, and P. M. Lenahan, Sci. Rep. **6**, 37077 (2016).
14. E. Sörman, W. M. Chen, N. T. Son, C. Hallin, J. L. Lindström, B. Monemar, and E. Janzén, Materials Science Forum **264**, 473 (1998).
15. V. A. Soltamov, B. V. Yavkin, D. O. Tolmachev, R. A. Babunts, A. G. Badalyan, V. Y. Davydov, E. N. Mokhov, I. I. Proskuryakov, S. B. Orlinskii, and P. G. Baranov, Phys. Rev. Lett. **115**, 247602 (2015).
16. K. V. Likhachev, I. P. Veyshtort, M. V. Uchaev, A. V. Batueva, V. V. Yakovleva, A. S. Gurin, R. A. Babunts, and P. G. Baranov, JETP Lett. **119**, 78 (2024).
17. K. V. Likhachev, M. V. Uchaev, I. P. Veyshtort, A. V. Batueva, A. S. Gurin, R. A. Babunts, and P. G. Baranov, J. Appl. Phys. **137**, 1 (2025).
18. Y. A. Vodakov, E. N. Mokhov, M. G. Ramm, and A. D. Roenkov, Kristall Und Technik **14**, 729 (1979).
19. H. Kraus, V. A. Soltamov, F. Fuchs, D. Simin, A. Sperlich, P. G. Baranov, G. V. Astakhov, and V. Dyakonov, Sci. Rep. **4**, 5303 (2014).