

Квантовый магнитометр на основе кросс-релаксационных резонансов в ансамбле NV-центров в алмазе

© Р.А. Ахмеджанов, Л.А. Гуцин, И.В. Зеленский, А.В. Купаев, В.А. Низов, Н.А. Низов, Д.А. Собгайда

Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: zelensky@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 18 мая 2022 г.
В окончательной редакции 12 августа 2022 г.
Принято к публикации 14 августа 2022 г.

Создан макет нового типа квантового магнитометра на основе кросс-релаксационных резонансов в ансамбле NV-центров в алмазе, не использующий СВЧ излучение. Для сенсора с размером кристалла алмаза 300 μm продемонстрирована чувствительность к магнитному полю 18 $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$.

Ключевые слова: кросс-релаксация, NV-центр, квантовый магнитометр.

DOI: 10.21883/JTF.2022.11.53449.138-22

Введение

В настоящее время NV-центры в алмазе рассматриваются в качестве перспективной квантовой системы для высокочувствительной оптической магнитометрии [1,2]. Прогресс в исследованиях приводит к постепенному переходу от лабораторных экспериментов к созданию действующих макетов квантовых магнитометров (см., например, [3–6]).

Существенным недостатком „традиционной“ схемы магнитометрии с NV-центрами, основанной на наблюдении оптически детектируемого магнитного резонанса [1–6], является необходимость использования СВЧ излучения (частота ~ 2.8 GHz). Использование СВЧ излучения ограничивает область применимости метода, так как в ряде случаев его использование может быть затруднено, например, вблизи проводящих материалов, или может привести к нежелательным воздействиям на объект исследования, например, в биологии и медицине. В связи с этим активно разрабатываются альтернативные подходы к реализации магнитометрии с NV-центрами. Одним из таких вариантов является подход, основанный на снижении флуоресценции в сильных (порядка десятков мТ) магнитных полях [7–9]. Однако такой способ обладает малой чувствительностью. Другой метод реализации магнитометрии основан на эффекте антипересечения спиновых подуровней основного состояния [10,11]. Существенным недостатком этого метода является необходимость приложения к алмазу достаточно сильного (порядка 0.1 Т) и точно ориентированного магнитного поля, что усложняет создание сенсоров и ограничивает область применимости магнитометра. Также существует метод измерения магнитного поля с помощью эффектов, наблюдающихся при воздействии на алмаз с NV-центрами ВЧ излучения (1–10 MHz) [12]. Такой подход, по мнению авторов, за счет отсутствия СВЧ излучения и небольшого размера сенсора мо-

жет стать перспективным для медико-биологических исследований. Еще одним полностью оптическим, хоть и довольно сложным в реализации, является метод, основанный на эффектах когерентного пленения населенности и электромагнитно индуцированной прозрачности [13,14].

Ранее нами был предложен метод измерения магнитного поля на основе кросс-релаксационных резонансов в ансамбле NV-центров в алмазе [15,16]. Метод не требует использования дополнительных факторов, таких как сильное магнитное поле ВЧ или СВЧ излучение. Целью настоящей работы является практическая реализация макета магнитометра, основанного на данном принципе.

1. Принцип работы магнитометра

NV-центры в алмазе обладают системой энергетических уровней и переходов (рис. 1, *a*), в которой при оптической накачке происходит преимущественное заселение спинового подуровня $m_s = 0$ основного состояния. Наблюдаемая при этом флуоресценция также является спин-зависимой (для $m_s = 0$ ярче). В „традиционной“ схеме магнитометрии с NV-центрами используется измерение частот переходов между подуровнями основного состояния, зависящих от магнитного поля, по снижению флуоресценции при приложении СВЧ излучения (метод оптического детектирования магнитного резонанса (ОДМР)).

В макете использован метод, не требующий СВЧ излучения, основанный на наблюдении кросс-релаксационных резонансов в ансамбле NV-центров [15,16]. Суть метода состоит в следующем. В кристалле алмаза возможно четыре различных направления оси NV-центра: [1,1,1], [−1, 1, 1], [1, −1, 1], [1, 1, −1] (в системе координат, связанной с главными кристаллографическими осями (рис. 1, *b*)). Частоты микроволновых переходов между подуровнями основного состояния зависят от

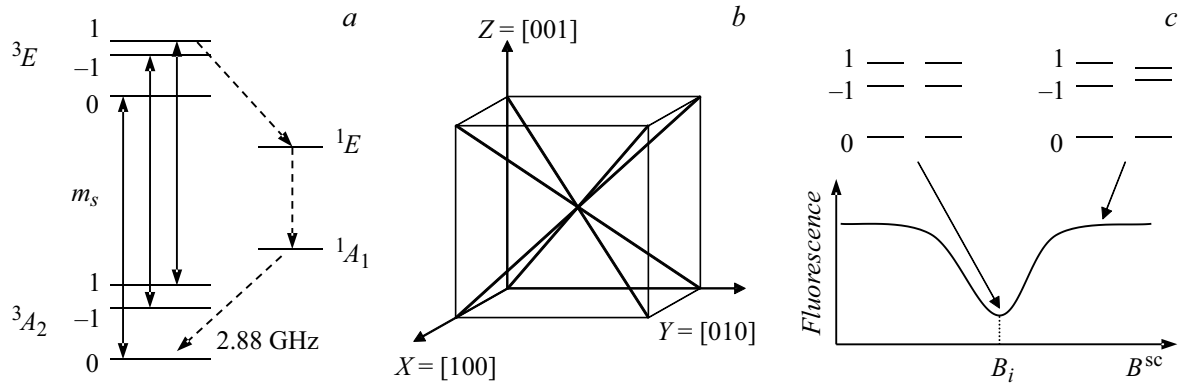


Рис. 1. *a* — схема уровней NV-центра, сплошными стрелками показаны оптические переходы между спиновыми подуровнями основного — 3A_2 и возбужденного — 3E состояний, идущие с сохранением проекции спина, пунктирными стрелками показан дополнительный путь релаксации подуровней $m_s = \pm 1$ возбужденного состояния без сохранения проекции спина; *b* — четыре возможные ориентации NV-центра; *c* — кросс-релаксационный резонанс, в центре резонанса частоты переходов между подуровнями основного состояния для двух или нескольких групп различно ориентированных NV-центров совпадают, вне резонанса — не совпадают.

величины магнитного поля и его проекции на ось NV-центра. В случае если магнитное поле имеет равные модули проекций на оси двух групп NV-центров, частоты микроволновых переходов для этих двух групп совпадают. Это приводит к кросс-релаксационному взаимодействию между ними и изменению в сигнале флуоресценции. Пусть магнитное поле представляет собой сумму неизвестного постоянного и сканируемого полей $\mathbf{B}^\Sigma = \mathbf{B}^{dc} + B^{sc}\mathbf{b}^{sc}$, где \mathbf{B}^{dc} — постоянное магнитное поле, B^{sc} — величина сканируемого поля, \mathbf{b}^{sc} — единичный вектор в направлении сканирования. При совпадении частот переходов для двух или нескольких групп различно ориентированных NV-центров в зависимости флуоресценции от сканируемого поля наблюдается кросс-релаксационный резонанс (рис. 1, *c*). В общем случае может наблюдаться до девяти резонансов, положения которых описываются выражением:

$$B_i = -(\mathbf{B}^{dc}, \mathbf{v}_i) / (\mathbf{b}^{sc}, \mathbf{v}_i), \tag{1}$$

где \mathbf{v}_i — вектора $[1,0,0]$, $[0,1,0]$, $[0,0,1]$, $[0,1,1]$, $[1,0,1]$, $[1,1,0]$, $[0, -1, 1]$, $[-1, 0, 1]$, $[1, -1, 0]$.

Положения резонансов зависят от постоянного магнитного поля и соответственно могут быть использованы для его измерения. Возможны различные схемы измерений. Мы следовали протоколу, аналогичному изложенному в [16]. В качестве направления сканирования была выбрана ось $\mathbf{Z} = [0, 0, 1]$ (допустим угол рассогласования до 5°). Измерялась зависимость сигнала флуоресценции от z -компоненты сканируемого поля, соответственно положение резонансов на ней $b_i = b_z^{sc} B_i$. При таком выборе направления сканирования для четырех векторов \mathbf{v}_i знаменатели в выражении (1) оказываются малы и соответствующие резонансы не наблюдаются, положения остальных пяти задаются выражениями

$$b_{[001]} = -B_z^{dc}, \tag{2}$$

$$b_{[101]} = -(B_x^{dc} + B_z^{dc}) / (1 + \alpha), \tag{3}$$

$$b_{[-101]} = (B_x^{dc} - B_z^{dc}) / (1 - \alpha), \tag{4}$$

$$b_{[011]} = -(B_y^{dc} + B_z^{dc}) / (1 + \beta), \tag{5}$$

$$b_{[0-11]} = (B_y^{dc} - B_z^{dc}) / (1 - \beta), \tag{6}$$

где $\alpha = b_x^{sc} / b_z^{sc}$, $\beta = b_y^{sc} / b_z^{sc}$.

Отметим, что в области малых магнитных полей резонансы не расщеплены, кроме того, не всегда возможно однозначно сопоставить положения резонансов с выражениями системы (2)–(6). Для преодоления данных недостатков можно использовать дополнительное магнитное поле смещения (см. [16]), которое расщепляет резонансы и позволяет определить их порядок. Пусть x -компонента поля смещения больше y -компоненты и обе они положительны, в этом случае положения резонансов (пронумерованы по возрастанию): $b_1 = b_{[101]}$, $b_2 = b_{[011]}$, $b_3 = b_{[001]}$, $b_4 = b_{[0-11]}$, $b_5 = b_{[-101]}$. Измеряемое магнитное поле \mathbf{B} приводит к сдвигу резонансов Δ_i . Из выражений (2)–(6) можно получить следующие выражения для \mathbf{B} :

$$B_z = -\Delta_3, \tag{7}$$

$$B_x = [(1 - \alpha)\Delta_5 - (1 + \alpha)\Delta_1] / 2, \tag{8}$$

$$B_y = [(1 - \beta)\Delta_4 - (1 + \beta)\Delta_2] / 2, \tag{9}$$

коэффициенты $\alpha = (b_5 + b_1 - 2b_3) / (b_5 - b_1)$ и $\beta = (b_4 + b_2 - 2b_3) / (b_4 - b_2)$ также выражаются через положения резонансов.

Таким образом, для измерения магнитного поля необходимо измерить положения резонансов и их сдвиги относительно положений, соответствующих нулевому измеряемому полю.

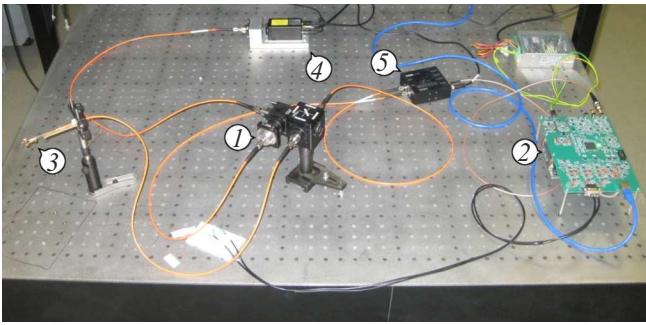


Рис. 2. Фотография макета: 1 — оптический блок, 2 — электронный блок, 3 — сенсор, 4 — лазер, 5 — балансный фотодетектор.

2. Схема макета

Фотография макета представлена на рис. 2. Макет состоит из оптической части 1, электронного блока 2 и сенсора 3, а также лазера 4 и балансного фотодетектора 5. Все части макета соединены между собой гибкими многомодовыми оптическими волокнами и/или проводами и могут при необходимости с минимальной доработкой быть размещены внутри общего корпуса. Управление макетом осуществляется с помощью компьютера (не показан на рисунке).

Блок-схема макета представлена на рис. 3, а. Оптическая часть макета (рис. 3, а и фото на рис. 3, б) собрана из элементов производства Thorlabs, которые могут быть соединены друг с другом в различных сочетаниях. Такой подход позволил опробовать различные варианты компоновки макета и выбрать оптимальную конфигурацию.

В приведенном на рис. 3 варианте оптический блок собран на основе двух конструктивных кубов CM1-DCH/M и DFM1/M, в которые монтированы зеркала

и фильтры. Для ввода и вывода излучения из оптических волокон используются коллиматоры F950FC-A с адаптерами AD15F и волоконный порт PAF2P-A10A. Излучение лазера, отражаясь от дихроичного зеркала DMLP605R, поступает в сенсор, сигнал флуоресценции от сенсора проходит через дихроичное зеркало, дополнительно фильтруется светофильтром FELH0600 и поступает через оптическое волокно на балансный фотодетектор PDB450A. Часть излучения лазера отводится с помощью полупрозрачного зеркала BSN10R и через волоконный порт поступает на второй вход балансного фотодетектора. Для регулировки интенсивности использовались нейтральные светофильтры (не показаны на схеме), настройка порта использовалась для точного выравнивания сигналов на балансном фотодетекторе.

В качестве источника использовались лазерный модуль PLM 520 (520 nm) с выходом на многомодовое волокно или лазер Cobolt 06-91 (532 nm) с системой сопряжения с волокном. Наилучшие результаты получены с лазером Cobolt, использование балансной схемы детектирования позволило существенно подавить остаточные шумы интенсивности лазерного излучения.

Для изготовления сенсора использовался кристалл синтетического HPHT алмаза, облученный электронным пучком интенсивностью 10^{18} электронов на cm^2 и отожженный при температуре 800°C , размером порядка $300\ \mu\text{m}$ (рис. 3, с). Кристалл имел четко выраженную естественную форму, в этом случае часть граней соответствует плоскостям, перпендикулярным главным кристаллографическим осям алмаза ($X = [1, 0, 0]$, $Y = [0, 1, 0]$ и $Z = [0, 0, 1]$), а часть — плоскостям, перпендикулярным осям вида $[1, 1, 1]$. Алмаз был приклеен гранью, перпендикулярной оси $Z = [0, 0, 1]$ к торцу оптического волокна, соответственно ось волокна примерно совпадала с осью Z алмаза. Использовалось волокно с

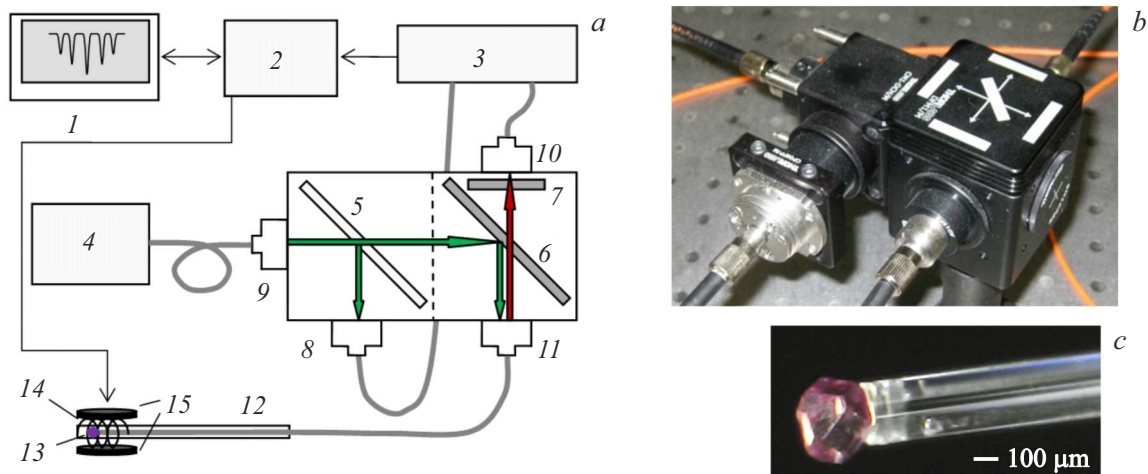


Рис. 3. а — блок-схема макета: 1 — компьютер, 2 — электронный блок, 3 — балансный фотодетектор, 4 — лазер, 5 — полупрозрачное зеркало, 6 — дихроичное зеркало, 7 — светофильтр, 8–11 — коллиматоры, 12 — латунная трубка, 13 — кристалл алмаза, 14 — соленоид, 15 — магнитные катушки, толстыми линиями показаны оптические волокна; б — фотография оптической части; с — кристалл алмаза, приклеенный к торцу оптического волокна.

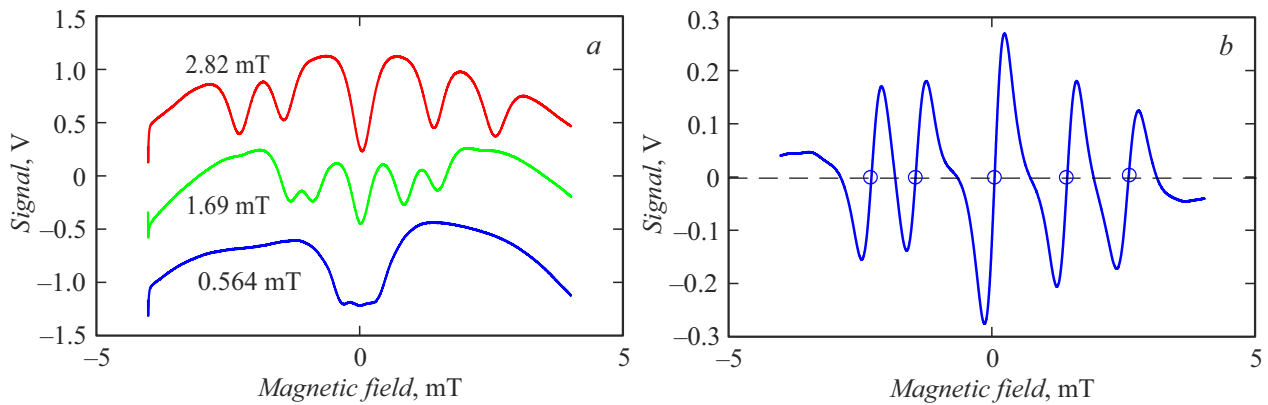


Рис. 4. *a* — кросс-релаксационные резонансы в сигнале флуоресценции при различном магнитном поле смещения (графики смещены для наглядности); *b* — кросс-релаксационные резонансы после синхронного детектирования, кругами показаны центры резонансов.

диаметром сердцевинки $200\ \mu\text{m}$ и числовой апертурой 0.5 и оптический клей NOA63. Волокно вместе с алмазом было закреплено внутри латунной трубки с внутренним диаметром $550\ \mu\text{m}$, чуть большим диаметра оболочки волокна ($500\ \mu\text{m}$). На трубку монтировалась магнитная система из соленоида, создающего сканируемое магнитное поле, и двух микрокатушек, создающих магнитное поле смещения. Магнитная система могла поворачиваться относительно трубки, что позволяло настраивать направление поля смещения. Отметим, что макет может быть использован для работы с другими сенсорами схожей конструкции. В частности, в случае измерений вблизи небольшого объекта может быть целесообразным использование системы больших катушек, окружающих объект, что позволит максимально приблизиться к исследуемой точке.

Электронный блок макета представляет собой плату на основе программируемой логической интегральной схемы, управляемую микрокомпьютером Raspberry Pi 4 Model B. Электронный блок позволяет задавать необходимый ток через катушки смещения, постоянную и переменную составляющие заданной амплитуды и частоты тока через соленоид, производить синхронное с переменной составляющей считывание сигнала фотодетектора.

Для увеличения точности измерений в макете программно реализована возможность синхронного детектирования сигнала сенсора. Электронный блок связан с компьютером кабелем Ethernet. Клиентское приложение на компьютере используется для выбора режимов работы, задания параметров, обработки и визуализации результатов измерений.

3. Результаты измерений

Зависимость флуоресценции от z -компоненты сканируемого магнитного поля приведена на рис. 4, *a*. Вид кросс-релаксационных резонансов зависит от направле-

ния и величины магнитного поля смещения, которые регулируются поворотом катушек смещения и током через них. Для проведения измерений необходимо, чтобы все 5 резонансов были хорошо разрешимы. Полностью эквидистантная картина резонансов соответствует полю смещения, ориентированному вдоль $[2,1,0]$, однако для проведения измерений это не требуется. Направим поле смещения так, что x -компонента поля смещения больше y -компоненты, и обе они положительны, а расстояния между резонансами примерно одинаковы. Для данного сенсора кросс-релаксационные резонансы становятся хорошо разрешимыми при поле смещения порядка $2.5\text{--}3\ \text{mT}$.

Приложение к сенсору измеряемого магнитного поля приводит к сдвигу резонансов.

Из выражений (7)–(9) следует, что для определения z -компоненты измеряемого поля (скалярный режим измерений) достаточно только измерения сдвига центрального резонанса, а используя положения всех резонансов, можно определить все проекции измеряемого поля (векторный режим).

Отметим, что для установления соответствия между током через соленоид и z -компонентой сканируемого поля необходима калибровка, которую можно провести, помещая сенсор в известное магнитное поле. Поскольку нами не ставилась задача проведения абсолютных измерений, использовалась приближенная калибровка с помощью калиброванной магнитной катушки, запитанной от лабораторного источника тока, в случае необходимости можно провести более точную калибровку.

Для повышения точности измерения положения резонансов и соответственно магнитного поля, использовалось синхронное детектирование. Вид кросс-релаксационных резонансов после синхронного детектирования приведен на рис. 4, *b*. Поскольку сдвиг центрального резонанса позволяет определить z -компоненту измеряемого поля, чувствительность магнитометра (в скалярном режиме) может быть определена как отношение

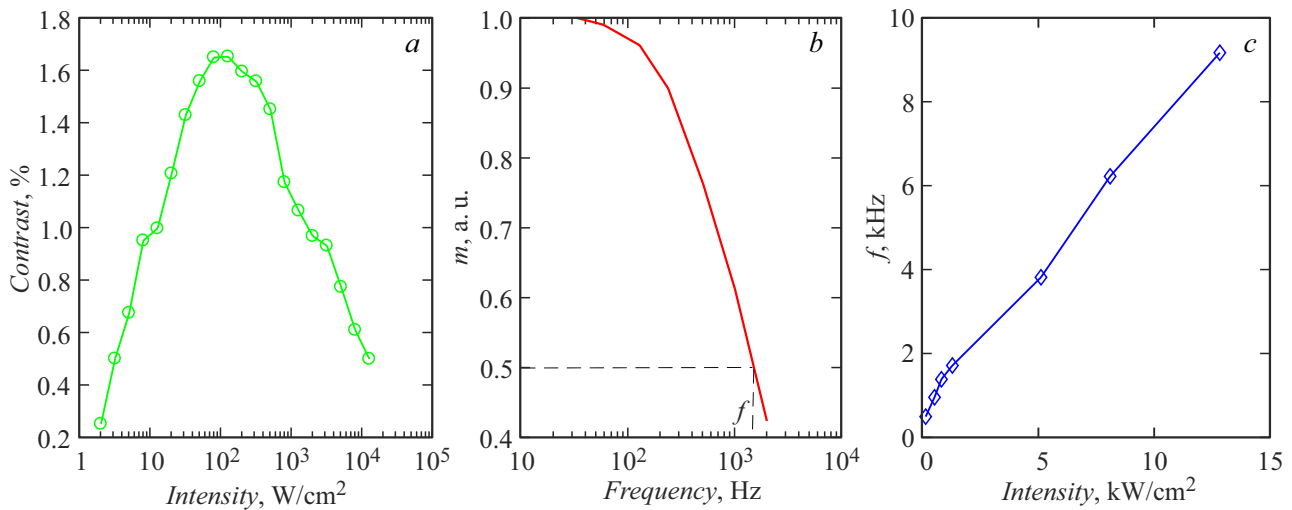


Рис. 5. *a* — зависимость контраста от интенсивности; *b* — наклон зависимости сигнала синхродетектора от магнитного поля в центре резонанса от частоты переменной составляющей магнитного поля (интенсивность 0.8 kW/cm^2); *c* — частота среза по уровню 0.5, в зависимости от интенсивности накачки.

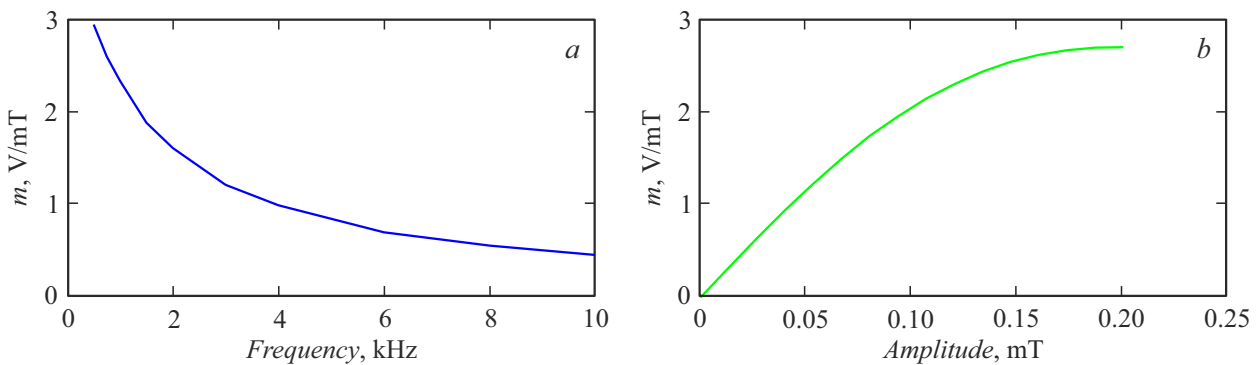


Рис. 6. Наклон зависимости сигнала синхродетектора от магнитного поля в центре резонанса в зависимости от частоты (*a*) и амплитуды (*b*) переменной составляющей магнитного поля.

шума к наклону m зависимости сигнала синхродетектора от магнитного поля (производной сигнала синхродетектора по магнитному полю) в середине центрального резонанса. Величина m на низких частотах определяется контрастом кросс-релаксационных резонансов. При повышении частоты переменной составляющей магнитного поля, используемого для работы синхродетектора, может наблюдаться снижение отклика.

При проектировке макета были исследованы зависимость контраста кросс-релаксационных резонансов от интенсивности оптической накачки и частотные характеристики эффекта (рис. 5). Измерения производились в сходной со схемой макета геометрии с тем отличием, что излучение фокусировалось линзой на кристалле алмаза, что позволило расширить диапазон интенсивности.

Максимальному контрасту соответствовала интенсивность порядка 100 W/cm^2 , при увеличении интенсивности до нескольких kW/cm^2 наблюдалось пропорциональное увеличение сигнала флуоресценции при умеренном снижении контраста. Величина m падала в области

высоких частот, частота среза по уровню 0.5 при малых интенсивностях составляла порядка 0.5 kHz и росла с увеличением интенсивности. На основании проведенных исследований в макет была заложена возможность работы с частотами переменной составляющей магнитного поля в диапазоне $0.5\text{--}10 \text{ kHz}$.

В используемом нами сенсоре мощность лазерного излучения была ограничена перегревом алмаза, приводящим к разрушению клеевого слоя. Стабильная работа обеспечивалась при мощности излучения 15 mW , что соответствует интенсивности порядка 50 W/cm^2 . При такой интенсивности величина m спадала с ростом частоты переменной составляющей магнитного поля (рис. 6, *a*). Шум практически не зависел от частоты в диапазоне работы макета, имея выделенные пики в районах 0.5 и 1 kHz , связанные с особенностями работы используемого лазера Cobolt 06-91 (при работе с лазером PLM 520 таких пиков не наблюдалось, но общий уровень шума был больше). Для работы с данным сенсором была выбрана частота 0.75 kHz , обеспечивающая наилучшую

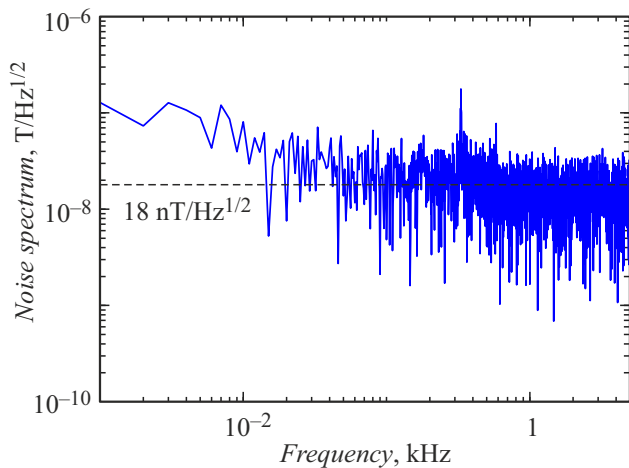


Рис. 7. Спектр шума магнитометра.

чувствительность, и амплитуда 0.16 мТ, близкая к оптимальной (рис. 6, *b*), в данных условиях $m = 2.6$ В/мТ.

Для измерения шумовых характеристик магнитометра и определения чувствительности (в скалярном режиме) использовалась методика, аналогичная применяемой в работах [10,11]. Задавалось значение сканируемого магнитного поля, соответствующее середине центрального резонанса. Проводилась запись последовательных значений сигнала синхродетектора. Вычислялся корень из спектральной плотности мощности, нормированный на m . Результаты измерений при постоянной времени синхродетектора (время измерения каждой точки) $\tau = 0.1$ с и количестве точек 10 000 (общая длина прописи 1000 с) приведены на рис. 7. Средний шум на частотах больше 0.6 Hz составляет $18 \text{ nT/Hz}^{1/2}$. Большой шум на малых частотах, соответствующий медленному дрейфу сигнала синхродетектора с характерным временем порядка секунды и более, который наблюдался также во временной форме сигнала, может быть связан с изменением магнитного поля в лаборатории. Для проверки этого предположения были проведены измерения шумов при частичной экранировке сенсора с помощью стального экрана, обеспечивающего примерно десятикратное снижение магнитного поля. При этом наблюдалось существенное уменьшение дрейфа сигнала синхродетектора, а величина и характер шума на частотах больше 0.6 Hz практически не менялись. Таким образом, чувствительность к магнитному полю в скалярном режиме с использованным сенсором может быть оценена как $18 \text{ nT/Hz}^{1/2}$.

Предельная чувствительность, ограниченная дробовым шумом фототока, может быть оценена как $\sigma = \sqrt{2qIK}/m$, где I — фототок, q — заряд электрона, $K = 10^7$ В/А — коэффициент усиления усилителя балансного фотодетектора, что в условиях измерения (фототок $12.3 \mu\text{A}$, соответствует мощности флуоресценции $27 \mu\text{W}$) составляет $7.6 \text{ nT/Hz}^{1/2}$. Для использованной в макете балансной схемы детектирования оптического

сигнала, позволяющей существенно снизить влияние шумов интенсивности лазера, мощность дробового шума увеличивается вдвое и соответственно предельная чувствительность в $2^{1/2}$ и составляет $10.7 \text{ nT/Hz}^{1/2}$. Таким образом, достигнутая чувствительность всего в 1.7 раза уступает предельной.

Для измерения магнитного поля в макете реализована итерационная процедура нахождения положения центров резонансов (соответствуют нулевому сигналу синхродетектора). На каждом шаге итерационной процедуры устанавливается значение постоянной составляющей сканируемого поля b_n , соответствующее центру резонанса, вычисленного на предыдущем шаге, измеряется сигнал синхродетектора, вычисляется в линейном приближении новое значение положения резонанса:

$$b_{n+1} = b_n - f_n/m,$$

где m — наклон в центре соответствующего резонанса.

В скалярном режиме измеряется только положение центрального резонанса, в векторном — на каждом шаге измерений поочередно рассчитывается положение каждого из резонансов. В качестве начальных значений можно использовать положения центров резонансов в отсутствии измеряемого поля, диапазон измерений в этом случае определяется шириной кросс-релаксационных резонансов и составляет $(-200) - (+200) \mu\text{T}$ для каждой проекции. Значения величин m определяются перед началом итерационной процедуры и не меняются в процессе измерений.

Для проверки итерационной процедуры и определения чувствительности в таком режиме были проведены тестовые измерения. Для скалярных измерений магнитной катушкой, запитанной от генератора Agilent 33250A, создавалось магнитное поле в форме меандра с амплитудой порядка $12 \mu\text{T}$ и периодом 10 с, в векторном режиме использовался прямоугольный импульс длительностью 25 с, созданный той же катушкой, расположенной под углом к сенсору. Измерения показали (рис. 8), что для установления результата измерений требуется 1–2 итерационных шага, быстрые изменения магнитного поля могут приводить к выбросам в результатах измерений длительностью в одну итерацию. Шумы в скалярном режиме, оцененные по вершинам меандра, соответствуют полученным выше результатам. В векторном режиме требуется определение положения 5 резонансов, что увеличивает время, необходимое для измерения каждой точки в 5 раз.

4. Обсуждение. Возможные пути повышения чувствительности

Достигнутая чувствительность $18 \text{ nT/Hz}^{1/2}$ не относится к рекордным для магнитометрии с использованием NV-центров в алмазе, в том числе для методов без СВЧ. В частности, в работе [11] продемонстрирована чувствительность на уровне $0.3 \text{ nT/Hz}^{1/2}$. Однако используемый

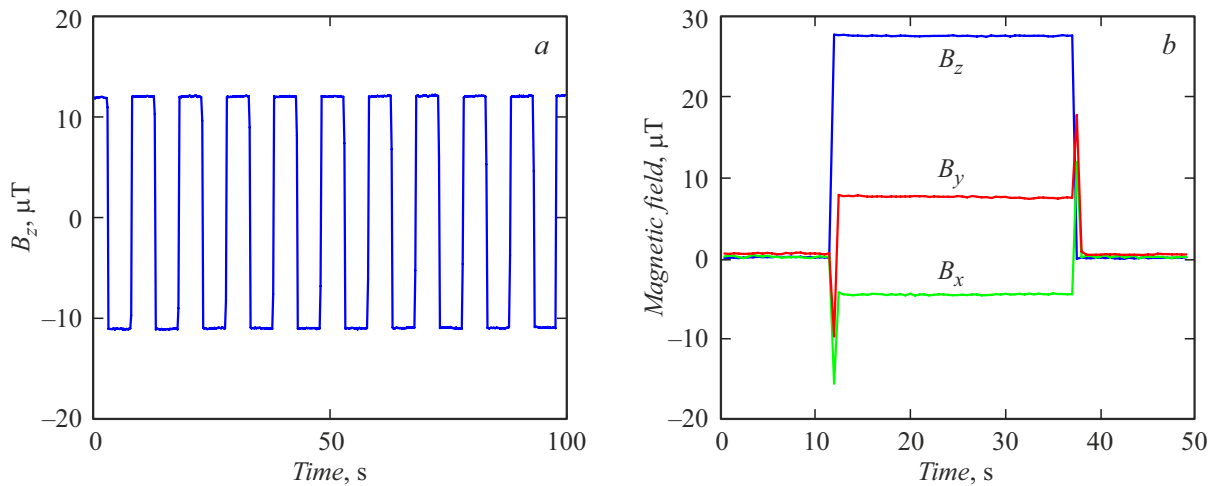


Рис. 8. Измерение магнитного поля: *a* — скалярный режим, меандр, *b* — векторный режим, прямоугольный импульс.

в [11] метод требует приложения к алмазу сильного (порядка 0.1 Т) и точно ориентированного магнитного поля, что усложняет создание сенсоров и ограничивает область применимости магнитометра. Кроме того, высокая чувствительность получена при использовании изотопически чистого алмаза с содержанием ^{12}C 99.97%, в исследованиях с алмазом с натуральным содержанием изотопов чувствительность составила $6 \text{ nT/Hz}^{1/2}$ [10] при большей ($\sim 200 \text{ mW}$) интенсивности накачки. Более реалистичным для создания миниатюрных сенсоров без СВЧ выглядит подход, основанный на воздействии на алмаз с NV-центрами ВЧ излучения (1–10 МГц) [12]. Для сенсора со сходными с нашей конструкцией и параметрами заявлена чувствительность, ограниченная дробовым шумом $3.6 \text{ nT/Hz}^{1/2}$, а определяемая наблюдавшимся шумом — в 4–5 раз хуже. Это соответствует продемонстрированной нами чувствительности без необходимости использования ВЧ излучения.

Отметим, что достигнутая нами чувствительность всего в 1.7 раза ниже предельной, определяемой дробовым шумом, таким образом, возможность повышения чувствительности за счет оптимизации электронной части практически исчерпана.

Естественным путем повышения предельной чувствительности является увеличение интенсивности флуоресценции и соответственно фототока на детекторе, что может быть достигнуто повышением интенсивности накачки или увеличением эффективности сбора флуоресценции. В случае решения проблем с теплоотводом возможно увеличение интенсивности накачки, по крайней мере, на порядок без существенного снижения контраста резонансов. Для повышения сбора флуоресценции применяются различные способы. В работе [12], например, используется волокно большего диаметра и светоотражающее покрытие, полученное значение фототока ($\sim 40 \mu\text{A}$) примерно втрое превышает полученное нами при сходном кристалле алмаза и интенсивности накачки. Еще более перспективным может стать исполь-

зование специальных параболических линз [17]. Также возможно расположение фотодетектора рядом с кристаллом (см., например, [6]) и/или увеличение размера активного элемента, что, однако, приведет к увеличению размеров сенсора.

Другим путем повышения чувствительности может быть увеличение контраста кросс-релаксационных резонансов за счет увеличения концентрации NV-центров. В доступных нам образцах (максимальная доза облучения 10^{18} электронов на cm^2) наблюдалось увеличение контраста с ростом дозы без уширения резонанса. Таким образом, можно надеяться на дальнейшее увеличение чувствительности при повышении концентрации.

Потенциально интерес для обнаружения кросс-релаксационных резонансов и повышения чувствительности может представлять использование изотопически чистого алмаза, однако, насколько нам известно, кросс-релаксационные резонансы в таких образцах не исследовались. Кроме того, сам образец наряду с малым содержанием ^{13}C должен обладать достаточной для наблюдения кросс-релаксационных резонансов концентрацией NV-центров.

Еще одним способом увеличения чувствительности может быть использование концентратора магнитного потока [18], однако такой способ неизбежно приведет к снижению пространственного разрешения.

Заключение

Создан макет нового типа оптического квантового магнитометра на основе кросс-релаксационных резонансов в ансамбле NV-центров в алмазе. В качестве сенсора использован кристалл алмаза размером порядка $300 \mu\text{m}$, закрепленный на торце оптического волокна. Магнитометр не использует СВЧ излучение, применяемое при традиционной схеме магнитометрии с NV-центрами, и позволяет проводить как скалярное (одна проекция), так

и векторное измерение магнитного поля. В скалярном режиме продемонстрирована чувствительность к магнитному полю $18 \text{ nT/Hz}^{1/2}$.

Благодарности

Авторы выражают благодарность В.Л. Величанскому и А.О. Левченко за предоставленные кристаллы алмаза.

Финансирование работы

Исследование поддержано НЦМУ „Центр фотоники“, при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L. Rondin, J.-P. Tetienne, T. Hingant, J.-F. Roch, P. Maletinsky, V. Jacques. *Rep. Prog. Phys.*, **77** (5), 056503 (2014). DOI: 10.1088/0034-4885/77/5/056503
- [2] J.F. Barry, J.M. Schloss, E. Bauch, M.J. Turner, C.A. Hart, L.M. Pham, R.L. Walsworth. *Rev. Mod. Phys.*, **92**, 015004 (2020). DOI: 10.1103/RevModPhys.92.015004
- [3] J.L. Webb, J.D. Clement, L. Troise, S. Ahmadi, G.J. Johansen, A. Huck, U.L. Andersen. *Appl. Phys. Lett.*, **114**, 231103 (2019). DOI: 10.1063/1.5095241
- [4] R.L. Patel, L.Q. Zhou, A.C. Frangeskou, G.A. Stimpson, B.G. Breeze, A. Nikitin, M.W. Dale, E.C. Nichols, W. Thornley, B.L. Green, M.E. Newton, A.M. Edmonds, M.L. Markham, D.J. Twitchen, G.W. Morley. *Phys. Rev. Appl.*, **14**, 044058 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.044058
- [5] K. Huang, Y. Nie, B. Du, J. Jiang, Z. Zhang, Q. Wang, R. Xu. *Appl. Phys. Lett.*, **119**, 114005 (2021). DOI: 10.1063/5.0061156
- [6] F.M. Stürner, A. Brenneis, T. Buck, J. Kassel, R. Rölver, T. Fuchs, A. Savitsky, D. Suter, J. Grimm, S. Hengesbach, M. Förtsch, K. Nakamura, Hi. Sumiya, S. Onoda, J. Isoya, F. Jelezko. *Adv. Quantum Technol.*, **4** (4), 2000111 (2021). DOI: 10.1002/qute.202000111
- [7] L. Rondin, J.-P. Tetienne, P. Spinicelli, C.D. Savio, K. Karrai, G. Dantelle, A. Thiaville, S. Rohart, J.-F. Roch, V. Jacques. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 153118 (2012). DOI: 10.1063/1.3703128
- [8] D.A. Simpson, J.-P. Tetienne, J.M. McCoe, K. Ganesan, L.T. Hall, S. Petrou, R.E. Scholten, L.C.L. Hollenberg. *Sci. Rep.*, **6**, 22797 (2016). DOI: 10.1038/srep22797
- [9] R. Staacke, R. John, R. Wunderlich, L. Horsthemke, W. Knolle, C. Laube, P. Glösekötter, B. Burchard, B. Abel, J. Meijer. *Adv. Quantum Technol.*, **3**, 2000037 (2020). DOI: 10.1002/qute.202000037
- [10] A. Wickenbrock, H. Zheng, L. Bougas, N. Leefers, S. Afach, A. Jarmola, V.M. Acosta, D. Budker. *Appl. Phys. Lett.*, **109**, 053505 (2016). DOI: 10.1063/1.4960171
- [11] H. Zheng, Z. Sun, G. Chatzidrosos, C. Zhang, K. Nakamura, H. Sumiya, T. Ohshima, J. Isoya, J. Wrachtrup, A. Wickenbrock, D. Budker. *Phys. Rev. Appl.*, **13**, 044023 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.044023
- [12] A.K. Вершовский, А.К. Дмитриев. *ЖТФ*, **90** (8), 1353 (2020). DOI: 10.21883/JTF.2020.08.49547.73-20 [A.K. Vershovskii, A.K. Dmitriev. *Tech. Phys.*, **65** (8), 1301 (2020). DOI: 10.1134/S1063784220080216]
- [13] Р.А. Ахмеджанов, Л.А. Гуцин, И.В. Зеленский, В.А. Низов, Н.А. Низов, Д.А. Собгайда. *Опт. и спектр.*, **127** (2), 260 (2019). DOI: 10.21883/OS.2019.08.48038.67-19 [R.A. Akhmedzhanov, L.A. Gushchin, I.V. Zelensky, V.A. Nizov, N.A. Nizov, D.A. Sobgaida. *Opt. Spectr.*, **127** (2), 260 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19080034]
- [14] V.M. Acosta, K. Jensen, C. Santori, D. Budker, R.G. Beausoleil. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 213605 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.213605
- [15] R. Akhmedzhanov, L. Gushchin, N. Nizov, V. Nizov, D. Sobgayda, I. Zelensky, P. Hemmer. *Phys. Rev. A*, **96**, 013806 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevA.96.013806
- [16] R. Akhmedzhanov, L. Gushchin, N. Nizov, V. Nizov, D. Sobgayda, I. Zelensky, P. Hemmer. *Phys. Rev. A*, **100**, 043844 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevA.100.043844
- [17] G. Chatzidrosos, J.S. Rebeirro, H. Zheng, M. Omar, A. Brenneis, F.M. Stürner, T. Fuchs, T. Buck, R. Rölver, T. Schneemann, P. Blümli, D. Budker, A. Wickenbrock. *Front. Photon.*, **2**, 732748 (2021). DOI: 10.3389/fphot.2021.732748
- [18] I. Fescenko, A. Jarmola, I. Savukov, P. Kehayias, J. Smits, J. Damron, N. Ristoff, N. Mosavian, V.M. Acosta. *Phys. Rev. Res.*, **2**, 023394 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.2.023394