

УДК 535.375:546.26-162

СПЕКТРОСКОПИЯ КРС И ОДМР NV-ЦЕНТРОВ В НАНОСЛОЯХ И НАНОСТОЛБАХ $\langle 111 \rangle$ АЛМАЗА ПОСЛЕ ТРАВЛЕНИЯ СФОКУСИРОВАННЫМ ПУЧКОМ ИОНОВ GA

© И. А. Карташов^{1,3,4}, С. Н. Подлесный¹, В. А. Антонов¹,
В. П. Попов¹, Ю. Н. Пальянов^{2,3}

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

²Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3

³Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, Университетский просп., 1

⁴Новосибирский государственный технический университет,
630073, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20

E-mail: popov@isp.nsc.ru

Исследованы спектральные характеристики оптически детектируемого магнитного резонанса отрицательно заряженных центров азот—вакансия (NV^-) в синтетических алмазах и наностолбах на их поверхности, сформированных сфокусированным ионным пучком Ga^+ при заселении нижних спиновых подуровней микроволновым излучением. В ходе исследований для проявляющихся спиновых резонансов при различных значениях внешнего магнитного поля выявлено как существенное уменьшение гиромагнитного соотношения, так и существенное падение контраста фотолюминесценции для направлений центров NV^- , наклонных к оси наностолбов вследствие остаточных дефектов от ионного травления, регистрируемых на спектрах комбинационного рассеяния света в форме пиков от аморфного углерода и графита и создаваемых ими напряжений.

Ключевые слова: искусственный алмаз, наноструктуры с центрами NV^- , оптическое детектирование магнитных резонансов, комбинационное рассеяние света.

DOI: 10.15372/AUT20230603

EDN: UKOVHC

Введение. Отрицательно заряженные центры NV^- (азот—вакансия) в алмазах рассматриваются многими исследовательскими коллективами в качестве прецизионных детекторов магнитного поля с высоким пространственным разрешением [1, 2]. Люминесценция этих атомно-подобных квантовых объектов возможна благодаря спин-орбитальным и спин-спиновым взаимодействиям, чувствительным к магнитным, электрическим, а также внутрикристаллическим деформационным полям. Долгоживущая спиновая когерентность основного состояния позволяет фиксировать малые частотные сдвиги спиновых резонансов, вызванных внешними полями. Регистрация таких электронных парамагнитных резонансов выполняется оптическими методами, что особенно важно для обнаружения локальных полей в нанобъектах [3].

Цель данной работы — выявление возможных причин уменьшения контраста спектров оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) и регистрируемого уменьшения гиромагнитного соотношения для центров NV^- , ориентированных соосно с нормалью к плоскости $\langle 111 \rangle$ после обработки алмазных образцов сфокусированным ионным пучком.

Спектроскопия КРС и ОДМР центров NV^- в алмазе. NV^- -центры в кристаллах алмаза образуют примесные атомы азота в замещающих положениях и вакансии в ближайших к ним узлах решётки (рис. 1, а). При захвате электрона на свободный уровень

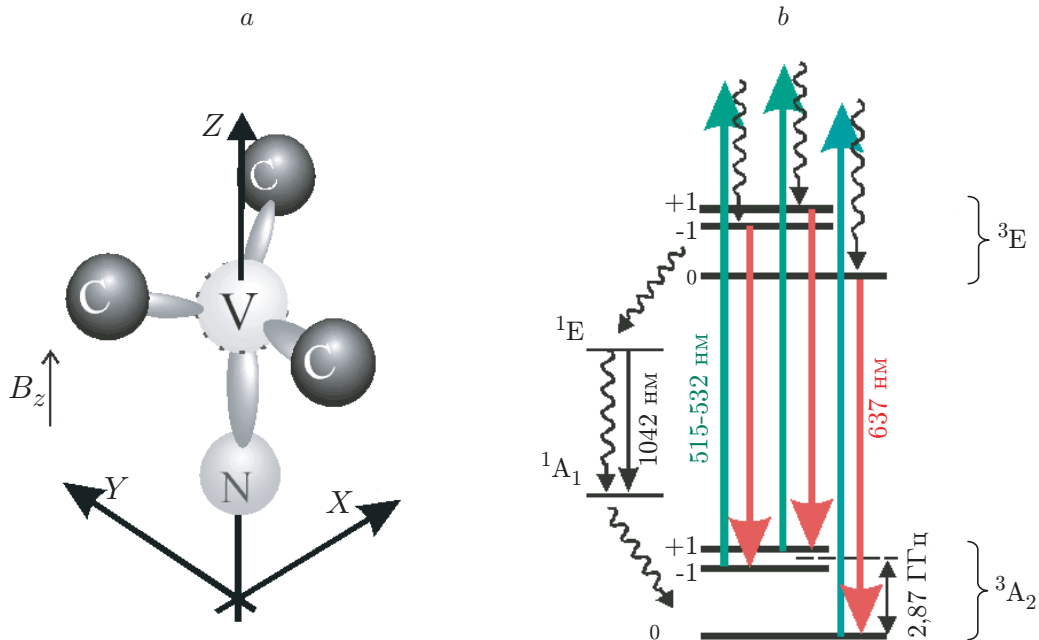


Рис. 1. Структура центра NV⁻: центр NV⁻ в решётке алмаза с осью в направлении $\langle 111 \rangle$ (a); схема энергетических уровней центра NV⁻ (b)

нейтрального NV-центра образуется отрицательно заряженный NV-центр (NV⁻). Отрицательно заряженные центры образуют триплетный основной уровень 3A_2 в результате взаимодействия спина захваченного электрона и электронного спина атома азота (рис. 1, b), магнитные состояния которого могут избирательно заселяться микроволновым излучением с частотой 2,87 ГГц и при этом имеют достаточно большие времена спиновой когерентности даже при комнатных температурах, что делает такие системы привлекательными для магнитометрии и квантовых информационных процессов.

При оптическом возбуждении NV-центров излучением с длиной волны в диапазоне от 480 до 640 нм формируются широкополосное люминесцентное излучение с бесфононной линией $\lambda = 637$ нм и протяжённое фононное крыло от 640 до 780 нм. Основное триплетное состояние 3A_2 центра NV⁻ расщепляется по энергии на три подуровня: синглетный с проекцией спина $m_s = 0$ и дуплет с проекциями $m_s = \pm 1$. И оптическое возбуждение на уровни 3E , и обратная бесфононная люминесценция с временем жизни ~ 11 нс осуществляются через переходы с сохранением спина [4], при этом верхнее возбуждённое состояние является короткоживущим и тоже триплетным. Для уровней 3E есть ещё один канал релаксации через безызлучательный переход, не сохраняющий спин с временем жизни ~ 1 нс в синглетное возбуждённое состояние 1E , далее люминесцентный ИК-переход в 1A_1 и окончательное безызлучательное возвращение на основной уровень. При таком быстром канале релаксации заселяется только подуровень основного состояния с нулевой проекцией спина, что избирательно поляризует отрицательно заряженные центры азот—вакансия.

При поглощении микроволнового излучения (СВЧ) на подуровнях основного состояния после предварительной оптической поляризации заселяются состояния с проекциями спина $m_s = \pm 1$ и в люминесценции на красной полосе образуется провал на частоте $D \approx 2,87$ ГГц, соответствующей этим спиновым подуровням. Для алмазов, синтезированных при больших температуре и давлении, при полном отсутствии внешнего магнитного поля провал в люминесценции имеет небольшое расщепление $2E \sim 3-5$ МГц, связанное с наличием внутрикристаллических деформационных и связанных с ними электрических полей.

Гамильтониан центра NV^- без учёта сверхтонкого расщепления, вызванного взаимодействием электронного спина центра NV^- с ядерным спином атома азота из этого дефекта, можно записать следующим образом [4]:

$$H = DS_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2) + \gamma_{NV}\mathbf{B} \cdot \mathbf{S},$$

где z — ось квантования центра NV^- ; $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$ — безразмерные операторы единичного спина; $\gamma_{NV} = 2,8$ МГц/Гс — гиромагнитное отношение для электронов центра NV^- ; $D \approx 2870$ МГц — осевой параметр расщепления в нулевом внешнем поле; E — внеосевой параметр расщепления в нулевом поле; \mathbf{B} — магнитная индукция внешнего поля. Внеосевой параметр E сильно зависит от деформационных внутрикристаллических полей.

В слабых магнитных полях частоты парамагнитных спиновых резонансов определяются формулой [4]

$$\nu_{\pm}(B_z) = D \pm \sqrt{(\gamma_{NV}B_z)^2 + E^2},$$

где B_z — проекция индукции внешнего магнитного поля на ось квантования центра азотной вакансии. При отсутствии внешнего поля $\nu_{\pm} = D \pm E$.

При наложении слабых внешних магнитных полей спиновые резонансы начинают расщепляться в соответствии с величиной индукции внешнего поля и гиромагнитного соотношения $\gamma_{NV} = 2,8$ МГц/Гс и провалы в люминесценции уширяются, что происходит из-за постепенного проявления спиновых резонансов трёх других ориентаций осей центров NV^- , с индукцией поля $B_z \cos(70, 2^\circ) = 0,3B_z$.

Описание эксперимента. Для экспериментов по оптическому детектированию магнитных резонансов были взяты монокристаллические алмазные пластинки $3 \times 4 \times 0,5$ мм, сколотые перпендикулярно кристаллографическому направлению $\langle 111 \rangle$ из искусственного алмаза типов IIa (NF10) и IIb (NG2), синтезированного на установке «БАРС» при высоких давлении и температуре в Институте геологии и минералогии СО РАН. Концентрации узловых атомов азота Ns (С-центры) в этих образцах составляли менее 0,5 и ~ 150 соответственно. Центры NV^- формировались либо имплантацией ионов N^+ для первого типа, либо H_2^+ для второго типа. Отжиги имплантированных образцов проводились в вакууме при температурах 800–1500 °С. Максимальная концентрация центров NV^- в имплантированных слоях толщиной 300 нм не превышала после отжигов ~ 5 ppm [5].

Запись спектров ОДМР проводилась на установке, показанной на рис. 2. Алмазная пластина размещалась на предметном столике из немагнитного материала пьезоэлектрической двухкоординатной подвижки под короткофокусным микроскопным объективом с числовой апертурой 0,63. Верхняя часть столика образована высокодобротной полосковой микроволновой антенной [6]. Оптическая поляризация наводилась излучением полупроводникового лазера. В экспериментах использовался зелёный лазер 50 мВт на $\lambda = 515$ нм с импульсным драйвером PicoLAS LDP-V-03-100 [7], управлявшимся от внешнего программируемого источника прямоугольных импульсов. Оптимальная интенсивность оптической накачки устанавливалась подбором нейтральных светофильтров.

Фотолюминесценция собиралась этим же объективом и через дихроичное зеркало отправлялась на регистрацию в ФЭУ. Устройство (Hamamatsu H6240) размещалось в светонепроницаемом боксе с красным стеклянным светофильтром на входе. Подобная конфигурация позволяла отсекающее остаточное зелёное излучение и настраиваться на фоновое крыло фотолюминесценции центров NV^- от 640 до 780 нм.

Микроволновое излучение поступало от цифрового синтезатора частоты TPI RF v4.9, управляемого через компьютерный USB-интерфейс. Микроволновый тракт дополнял усилитель на 45 дБ и прерыватель, управляемый внешним TTL импульсом.

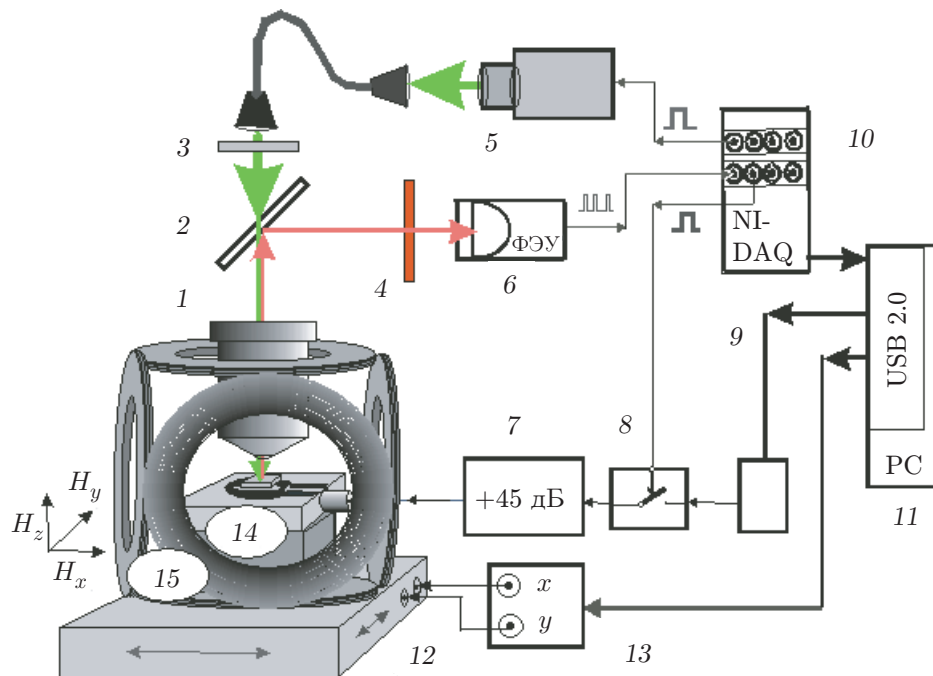


Рис. 2. Схема установки для регистрации спектров ОДМР: 1 — микроскопный объектив; 2 — дихроичное зеркало; 3 — нейтральный светофильтр; 4 — красный светофильтр; 5 — полупроводниковый лазер; 6 — фотоэлектронный умножитель в светонепроницаемом кожухе; 7 — усилитель; 8 — высокочастотный ключ; 9 — микроволновый синтезатор; 10 — шасси системы сбора и распознавания данных NI DAQ; 11 — компьютер; 12 — двухкоординатная подвижка; 13 — контроллер подвижки; 14 — полосковая антенна с образцом; 15 — катушки Гельмгольца

Внешнее магнитное поле создавалось тремя парами катушек Гельмгольца, окружающих площадку под объективом с алмазным образцом на СВЧ-антенне. Каждая пара катушек была заранее прокалибрована путём снятия зависимости индукции магнитного поля на их оси от протекающего тока в месте нахождения образца. Согласно этим измерениям калибровочный коэффициент составлял 15 Гс/А. Меняя токи в каждой из трёх пар катушек, можно изменять величину и вектор направления внешнего поля по отношению к кристаллографическим осям алмазной пластины.

Сбор данных с ФЭУ, управление оптической накачкой и прерывателем микроволнового излучения выполнялись внешним микроконтроллерным блоком NI cDAQ-7194, связанным по USB с компьютером. Использование такой схемы позволило формировать прямоугольные импульсы управления от 40 нс и более и создавать любые временные режимы между оптической накачкой, спиновой поляризацией и считыванием данных о состоянии квантовой системы. Перестройка частоты и регулирование мощности микроволнового генератора осуществлялись программно через USB-интерфейс напрямую от компьютера.

Центры NV^- были сформированы в приповерхностном слое толщиной 50–300 нм азотсодержащих (100–150 ppm) пластин алмаза типа Ib посредством облучения ионами водорода H_2^+ с разными энергиями (30, 50, 72 кэВ), флюенсами $1 \cdot 10^{13} - 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, что меньше порога аморфизации при отжиге при 800–1300 °С в вакууме [5]. Центры NV^- в высокочистых образцах NF10 типа IIa создавались имплантацией ионов азота N^+ при повышенных температурах $T_{\text{imp}} = 450 - 550 \text{ °C}$ с набором энергий 50, 100, 150 и 200 кэВ ($\sum EN^+$) и флюенсами, обеспечивающими концентрацию атомов азота $N_s \sim 100 \text{ ppm}$ до

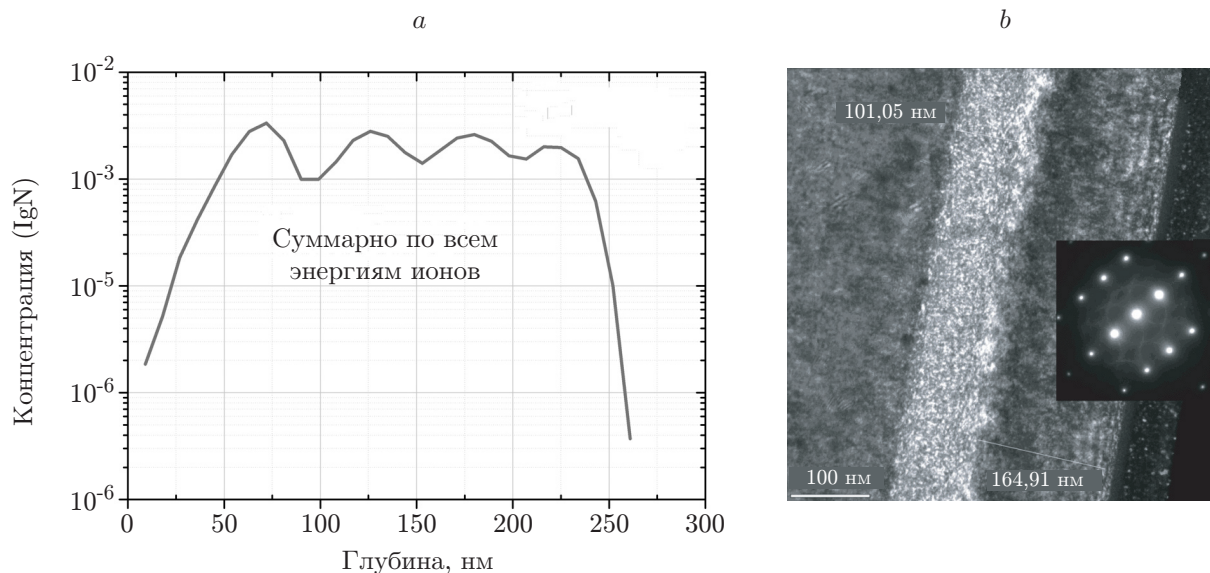


Рис. 3. Глубина имплантации ионов N: расчётный профиль с концентрацией атомов азота $N_s \sim 90$ ppm до глубины ~ 230 нм согласно программе SRIM (a); ХТЕМ-микрофотография (полученная с использованием просвечивающей электронной микроскопии) поперечного сечения пластины алмаза типа Па перпендикулярно оси $\langle 111 \rangle$ после имплантации ионов N_2^+ с энергией 200 кэВ и отжига при 900°C 1 час. На вставке дифракционная картина, снятая по методике SAED (b)

глубин ~ 300 нм, также без аморфизации согласно расчётам по программе SRIM (рис. 3, a) и экспериментальным данным [8]. Для определения концентрации центров NV^- в тонких слоях толщиной 30–300 нм использовались калибровочные образцы синтетического алмаза Ib с высоким исходным содержанием азота 150 ppm, которые облучались электронами ($E = 3$ МэВ, $\Phi = 1 \cdot 10^{18}$ см $^{-2}$) и отжигались при $T = 900^\circ\text{C}$ в течение 1 ч. Оценённая по спектрам оптического поглощения концентрация центров NV^- составила $\sim 0,4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ для обоих типов образцов. Среднее расстояние между центрами NV^- составляло 28 нм [5, 9]. Для формирования ансамблей, содержащих до 2500 центров NV^- , изготавливались матрицы из круглых мезаструктур диаметром 300 нм и высотой от 300 до 500 нм с периодом 2–4 мкм безмасочной литографией и ионным травлением, сфокусированным ионным пучком (ФИП) Ga^+ (рис. 4).

Качество отжига контролировалось методами фотолюминесценции и комбинационного рассеяния при комнатной температуре при отсутствии иных полос фотолюминесценции, кроме центров NV^- , а также пика КРС однофононного рассеяния от алмаза (R) при $\lambda = 572$ нм и от графита (R_G) при $\lambda = 582$ нм, соответствующего включениям фазы графита (рис. 5).

Результаты и обсуждение. Структурные нарушения наблюдались в ТЕМ-микроизображениях поперечных сечений пластин алмаза вплоть до глубин 360 нм после облучения ионами H_2^+ или N^+ , но кристаллическая решётка сохранялась после отжигов. После ФИП-травления наностолбов интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) при $\lambda = 637$ нм в двухмикровметровом фокальном пятне лазера падала в 15 раз при его попадании в наностолб (вставка на рис. 5, a), что соответствует 2850 центрам NV^- в нём, и уменьшается в 90 раз в фокальном пятне лазера на дне матрицы между наностолбами, что соответствует 400 центрам NV^- на глубине свыше 530 нм.

Для исходно азотсодержащих (150 ppm) пластин алмаза типа Ib оптимальные энер-

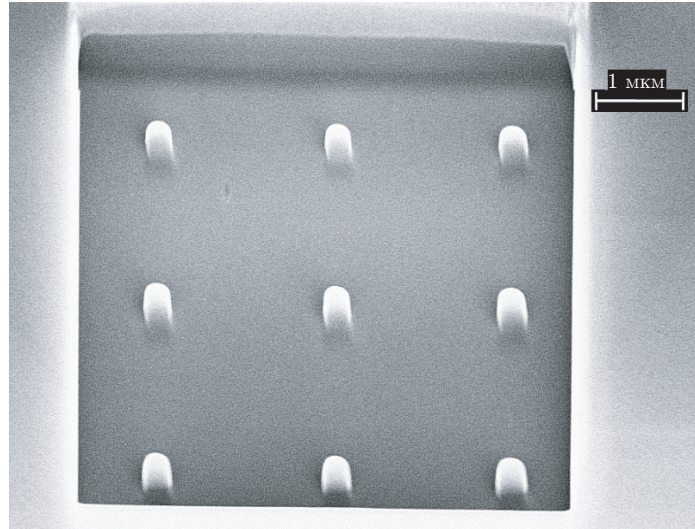


Рис. 4. СЭМ-микрофотография массива 3×3 наностолбов алмаза диаметром 300 нм и высотой 400 нм после травления ФИП образца Ib

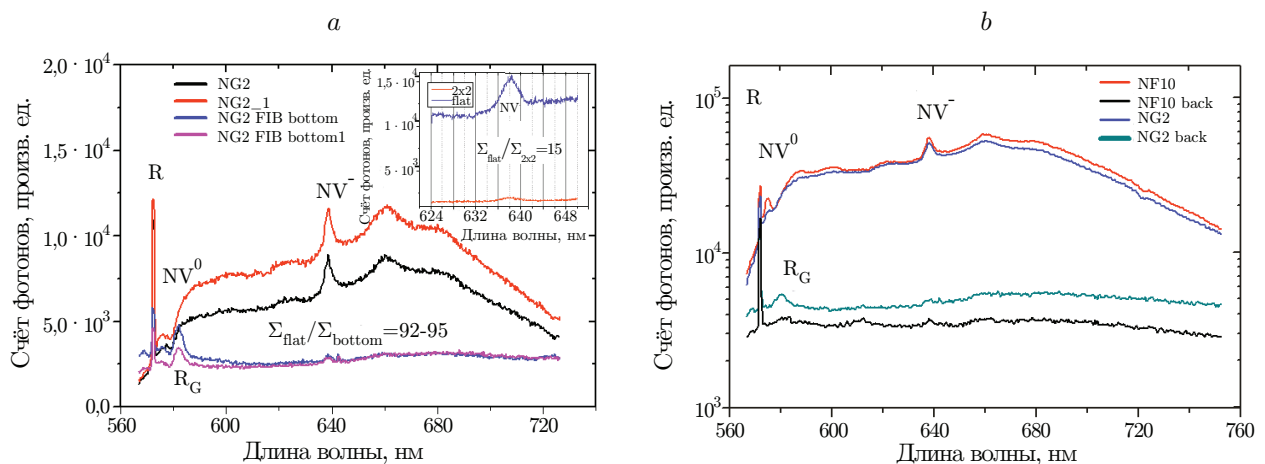


Рис. 5. Спектры фотолюминесценции алмаза, возбужденные лазером ($\lambda = 532$ нм), при комнатной температуре: спектры в двух точках (NG2 и NG2.1) на поверхности образца (NG2 bottom, NG2 bottom1) и между наностолбами на дне слоя 530 нм, удалённого ионным травлением после вакуумного отжига при 1300°C в течение 1 ч (на вставке пики фотолюминесцентных спектров центров NV^- вне матрицы и в одном из её наностолбов, содержащих азотно-вакансионные центры в слое толщиной 300 нм с концентрацией 0,3 ppm) (a); фотолюминесцентные спектры в полулогарифмическом масштабе и с дополнительными спектрами для образца NF10 после вакуумного отжига при 1050°C в течение 1 ч. Спектры (NG2 back, NF10 back) на обратных сторонах пластин алмаза Ib и Па типов приведены для оценки фоновых сигналов (b)

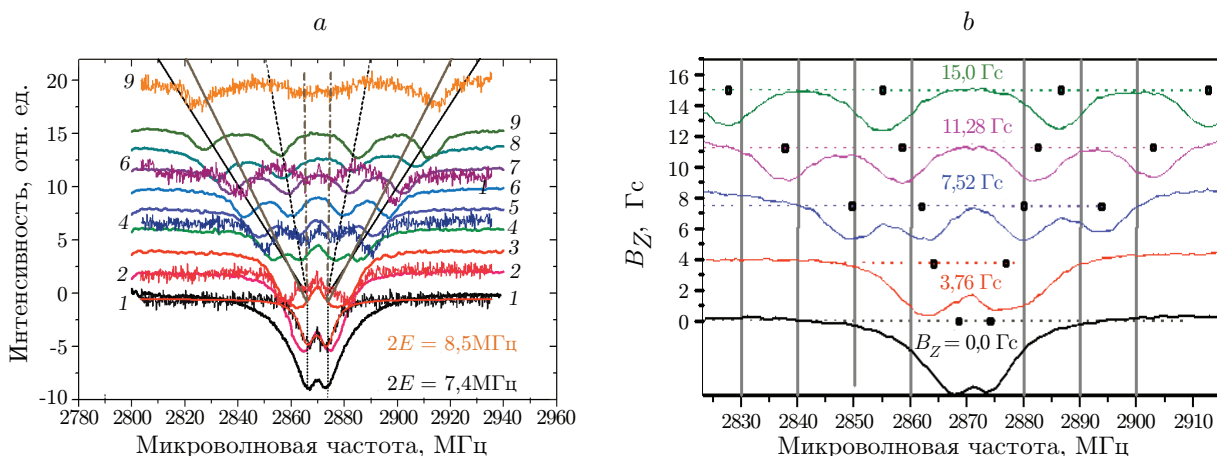


Рис. 6. Спектры ОДМР для пластин алмаза: спектры для алмаза типа Ib в нормальном к поверхности магнитном поле напряжённостью: 1 — 0, 2 — 1,9, 3 — 3,8, 4 — 5,6 и 7,5, 5 — 9,4, 6 — 11,3, 7 — 13,2, 8 — 15,0, 9 — 19,6 Гс (справа), добавлены для сравнения спектры ОДМР в наностолбе с большей на порядок величиной шума при значениях перпендикулярного поверхности образца магнитного поля с номерами: 1 — 0, 2 — 1,9, 4 — 7,5, 6 — 11,3 и 9 — 19,6 (слева), чтобы упростить сравнение (а); спектры ОДМР в том же наностолбе после химтравления сдвинуты по вертикали на величину, равную магнитной индукции в Гс (b)

гия и флюенс ионов водорода равны 25 кэВ и $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, тогда как для тонких (300 нм) имплантированных азотом слоёв алмаза типа Па дополнительное введение вакансий облучением ионами водорода только уменьшало их концентрацию [5, 6]. Для гауссова распределения центров или атомов азота в алмазе с концентрацией $[C]$ вероятность найти на расстоянии R аналогичный центр определяется как $\exp(-4/3\pi[C]R^3) = 1/2$. Отсюда $R \sim 0,55([C])^{-1/3} = 15 \text{ нм}$.

При средней концентрации узловых атомов азота $\sim 150 \text{ ppm}$ расстояние $R = 1,8 \text{ нм}$. Для центров NV^- с концентрацией $\sim 1 \text{ ppm}$ расстояние, на котором вероятность нахождения второго такого же центра больше 50 %, составляет $R = 10 \text{ нм}$. Соответственно при радиусе мезаструктуры 50 нм концентрация центров NV^- должна быть $\sim 1,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ или не менее 0,1 ppm, чтобы примерно в половине мезаструктур находилось более двух центров NV^- . Этому требованию удовлетворяет образец NG2, облучённый ионами H_2^+ с энергией 72 кэВ и флюенсом $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Каждый протон способен выбить в среднем менее 2 атомов углерода и не производит стабильных при отжиге кластеров точечных дефектов.

Однако из-за большого флюенса ионов даже отжиг при высоких температурах 1300–1500 °C оказался недостаточным для устранения нарушений, поскольку в спектрах фотолюминесценции присутствовали пики R_G при $\lambda \sim 582 \text{ нм}$, соответствующие однофоновому комбинационному рассеянию на включениях графита, а ширина бесфоновой линии центров NV^- в 2 раза превышала аналогичную величину для тестовых образцов с таким же содержанием атомов азота после облучения электронами [10]. По-видимому, стабильные к отжигу нарушения вводились как при имплантации водорода, так и азота, что соответствует большей ширине линий центров NV^- в имплантированных двумя типами ионов образцах. Большие ширины линий в имплантированных водородом или азотом образцах наблюдались также в спектрах оптически детектируемого магнитного резонанса (рис. 6).

На рис. 6, *a* представлены спектры ОДМР образца NG2, в котором центры NV^- генерировались облучением протонами $\langle 111 \rangle$ пластин алмаза типа Ib с концентрацией узловых атомов азота ~ 150 ppm с последующими высокотемпературными вакуумными термообработками (1300 °C, 10^{-4} Па, 2 ч), обеспечивающим равномерную $0,45$ ppm концентрацию центров NV^- в слое толщиной 300 нм. На ОДМР спектры от сплошного слоя дополнительно наложены данные для наностолбов, содержащих в среднем 440 ± 20 центров NV^- .

Главное отличие спектров в наностолбах состоит в отсутствии расщеплённой линии основного спинового перехода между состояниями с $m_s = 0$ и $m_s = \pm 1$ для трёх других ориентаций центров NV^- , ориентированных под углом $109,5^\circ$ к нормали (см. рис. 6, *a*). Кроме того, наблюдается заметно меньшее расщепление состояний центров NV^- с шириной каждого $\Gamma = 7,2$ МГц, что больше, чем для плоской поверхности образца, а также большее расщепление в нулевом магнитном поле $2E = 8,5$ МГц. Интересно, что разложение спектра в нулевом поле даёт только две расщеплённые линии, которые в дальнейшем расходятся с меньшим гиромангнитным соотношением $\gamma_n = 2,2$ МГц/Гс по сравнению с плоской поверхностью, где $\gamma_p = 2,6$ МГц/Гс. Более того, эти резонансы асимметрично смещены в сторону большей частоты относительно центральной частоты перехода $D = 2870$ МГц на $\Delta\nu = 1,7 \pm 0,2$ МГц в поле $11,3$ Гс (см. рис. 6, *a*).

Зависимость спектров ОДМР от величины и направления магнитного поля позволяет определить преимущественную ориентацию центров NV^- . Две крайние линии на спектрах ОДМР соответствуют центрам NV^- , ориентированным параллельно и антипараллельно магнитному полю и перпендикулярно поверхности, тогда как две внутренние линии отвечают трём другим ориентациям центров NV^- под углами $70,5^\circ$ к поверхности. Моделирование спектров ОДМР образца NF10 (здесь не приведены) показало, что при изотропном распределении соотношение интенсивностей между этими двумя группами близко к $1 : 3$, а наблюдаемое распределение совпадает с модельным только при преимущественном ($\sim 45\%$) положении осей центров NV^- перпендикулярно поверхности вместо ожидаемых 25% . Величина 45% преимущественной ориентации центров NV^- соответствует величине одноосного растяжения $\varepsilon = +0,9\%$ в слое образца NF10 с имплантированным азотом [10].

Можно предположить, что степень ориентации центров NV^- в таких слоях будет увеличиваться с ростом напряжений при формировании на боковой поверхности наностолбов в процессе ФИП-травления нарушенного (аморфного) слоя, растягивающего решётку в параллельной поверхности плоскости и сжимающей по образующей. Действительно, в наностолбах расщепление линий ОДМР увеличивается до $2E = 8,5$ МГц в отсутствие магнитного поля, а эксперимент с полем показывает весьма слабую интенсивность внутренних резонансов и слабое расщепление этих резонансов с ростом поля. Возможно, что углы ориентации для центров NV^- , неперпендикулярных поверхности, стали меньше тетраэдрических углов $109,8^\circ$ из-за растяжения в плоскости (111), а центры NV^- с перпендикулярной поверхности ориентацией испытывают значительные сжимающие напряжения вдоль своей оси z и демонстрируют меньшее гиромангнитное соотношение. Дополнительный эффект экранировки для этих трёх ориентаций центров NV^- может давать проводящий слой Ga : C ($\sim 1 : 1$) на дне структуры, сформированный в процессе ФИП-травления на глубину 600 нм [11, 12].

Вместе с тем известная зависимость $dD/dP \sim -15$ МГц/ГПа для гидростатического сжатия [13] также позволяет оценить величину гидростатических упругих деформаций в тонком слое как $\varepsilon = -P/(3K) = -0,017\%$, где $K = 678$ ГПа — объёмный модуль упругости алмаза. Эта величина на порядок (если учесть одноосное растяжение) меньше, чем одноосные деформации в слоях, облучённых водородом [5].

На рис. 6, *b* показаны спектры ОДМР на том же наностолбе, снятые после химического травления. После удаления аморфизированного слоя спиновые резонансы для центров

NV^- , ориентированных под углом к оси наностолбов, проявляются более контрастно, при этом гиромагнитное отношение увеличилось и составило $\gamma_p = 2,77$ МГц/Гс, что почти соответствует нормальной величине этого параметра для электронов центра NV^- .

Заключение. В данной работе изучена зависимость спектров фотолюминесценции и оптически детектируемого магнитного резонанса центров NV^- в монокристаллическом слое толщиной 300 нм и сформированных с помощью ФИП-травления в наностолбах 300 нм на поверхности $\langle 111 \rangle$ алмазных пластинок от величины магнитной индукции перпендикулярной поверхности поля и частоты микроволнового излучения, заселяющего спиновые подуровни основного состояния этих центров. Обнаружена зависимость величины расщепления между спиновыми подуровнями с проекциями спина $m_s = \pm 1$ от остаточных дефектов после ФИП-травления и создаваемых ими внутрикристаллических деформационных полей.

На спектрах ОДМР в наностолбах выявлены меньшие значения гиромагнитного соотношения для перпендикулярных поверхности осей центров NV^- вследствие сжимающих напряжений и слабые спиновые резонансы, соответствующие спиновым переходам на наклонных к поверхности трёх других ориентаций центров NV^- . Изменения в спектрах ОДМР из-за деформаций и дефектов необходимо учитывать при разработке и изготовлении квантовых сенсоров магнитных полей и спинов с нанометровым разрешением на основе алмазных наноструктур с центрами NV^- .

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования (проект № 2020-1902-01-058).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pelliccione M., Jenkins A., Ovarthaiyapong P. et al. Scanned probe imaging of nanoscale magnetism at cryogenic temperatures with a single-spin quantum sensor // Nature Nanotech. 2016. **11**, Iss. 8. P. 700–705. DOI: 10.1038/nnano.2016.68.
2. John F., Schloss J. M., Bauch E. et al. Sensitivity optimization for NV-diamond // Rev. Mod. Phys. 2020. **92**, N 1. P. 015004-2. DOI: 10.1103/RevModPhys.92.015004.
3. Phone D., Punto D., Kim G. et al. All-optical and microwave-free detection of Meissner screening using nitrogen-vacancy centers in diamond featured // Journ. Appl. Phys. 2021. **129**. 024306. DOI: 10.1063/5.0037414.
4. Rondin L., Tetienne J-P., Hingant T. et al. Magnetometry with nitrogen-vacancy defects in diamond // Rep. Progress in Phys. 2014. **77**. P. 056503.
5. Popov V. P., Gutakovskii A. K., Antonov V. A. et al. High-quality single-crystal diamond-graphite-diamond membranes and devices // Int. Journ. Nanotechnology. 2015. **12**, N 3-4. P. 226–237. DOI: 10.1504/IJNT.2015.067208.
6. Bayat Kh., Choy J., Farrokh Baroughi M. et al. Efficient, uniform, and large area microwave magnetic coupling to NV centers in diamond using double split-ring resonators // Nano Lett. 2014. **14**, Iss. 3. P. 1208–1213. DOI: 10.1021/nl404072s.
7. Oeckinghaus T., Stöhr R., Kolesov R. et al. A compact, diode laser based excitation system for microscopy of NV centers // Rev. Sci. Instrum. 2014. **85**, Iss. 7. P. 073101.
8. Rubanov S., Suvorova A., Popov V. P. et al. Fabrication of graphitic layers in diamond using FIB implantation and high pressure high temperature annealing // Diamond and Related Materials. 2016. **63**. P. 143–147. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925963515300960?via%3Dihub> (дата обращения: 30.06.2023).

9. **Popov V. P., Podlesny S. N., Kartashov I. A. et al.** Long dephasing time of NV center spins in diamond layers formed by hot ion implantation and High Pressure High Temperature annealing // *Diamond and Related Materials*. 2021. **120**. 108675. P. 1–7. DOI: 10.1016/j.diamond.2021.108675.
10. **Karin T., Dunham S., Fu K. M.** Alignment of the diamond nitrogen vacancy center by strain engineering // *Appl. Phys. Lett.* 2014. **105**. P. 053106. URL: <https://aip.scitation.org/doi/full/10.1063/1.4892544> (дата обращения: 30.06.2023).
11. **Gnaser H., Rauscher B., Borodyansky A.** Focused ion beam implantation of Ga in nanocrystalline diamond: Fluence-dependent retention and sputtering // *Nuclear Instrum. and Methods in Phys. Research B*. 2008. **266**. P. 1666–1670.
12. **Rubanov S., Suvorova A.** The study of the FIB induced damage in diamond // *Microsc. Microanal.* 2011. **17**, Iss. S2. P. 700–701. DOI: 10.1017/S1431927611004375.
13. **Doherty M. W., Struzhkin V. V., Simpson D. A. et al.** Electronic properties and metrology applications of the diamond center under pressure // *Phys. Rev. Lett.* 2014. **112**. 047601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.047601.

Поступила в редакцию 30.06.2023

После доработки 02.10.2023

Принята к публикации 26.10.2023
