

ОДНОФОТОННЫЙ ОТКЛИК И СПЕКТРОСКОПИЯ МИКРОДИСКА В АЛМАЗНОЙ ПОДЛОЖКЕ

© 2020 г. М. С. Рогачёв^{a, b, *}, И. Ю. Катеев^{a, **}, А. В. Цуканов^{a, ***}

^aФизико-технологический институт им. К.А. Валиева Российской АН,
Нахимовский проспект, 34, корп. 1, г. Москва, 117218 Россия

^bМосковский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9,
Долгопрудный, Московская область, 141700 Россия

*E-mail: rogachev@phystech.edu

**E-mail: ikateyev@mail.ru

***E-mail: tsukanov@ftian.ru

Поступила в редакцию 26.12.2019 г.

После доработки 26.12.2019 г.

Принята к публикации 26.12.2019 г.

Проведено моделирование спектральных характеристик микродиска в алмазной подложке с металлическими затворами. Показано, что излучательная добротность микродиска зависит от параметров подложки и затворов. Обнаружены осцилляции добротности при увеличении расстояния между диском и подложкой. Получен спектроскопический отклик микродиска с NV-центром, а также исследовано влияние подложки и затворов на отношение “сигнал/шум” данной системы. Показано, что можно значительно увеличить это отношение, подбирая параметры структуры так, чтобы излучательная добротность была максимальна.

Ключевые слова: NV-центры в алмазе, оптические микрорезонаторы, микродиск, излучательная добротность, спектроскопический отклик, квантовый электрометр

DOI: 10.31857/S0544126920040080

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовая информатика — научное направление современной физики, изучающее возможность использования квантовомеханических эффектов для хранения, обработки и передачи информации, закодированной в какую-либо квантовомеханическую систему. Практическим воплощением концепции квантовых вычислений считается квантовый компьютер, который позволит добиться экспоненциального ускорения при решении таких задач, как факторизация, поиск в базах данных и моделирование сложных квантовых систем [1]. Квантовая информатика одновременно является источником новых технологий. К ним относятся квантовая метрология, привлекающая квантовые эффекты для достижения максимальной точности измерений [2], квантовая литография, использующая квантовые состояния фотонов для изображения объектов, меньших длины волны света [3] и квантовая связь, обеспечивающая повышенную безопасность передачи данных [4]. Именно в устройствах квантовой коммуникации фотоны, распространяющиеся с огромной скоростью, играют основную роль, эффективно транспортируя запутанные квантовые состояния между удаленными стационарными кубитами [5]. Основным преимуществом фотонов является их

чрезвычайно большое время потери когерентности. В вакууме и в простых диэлектрических материалах фотоны не взаимодействуют с окружающей средой, и, следовательно, потери квантовой информации не происходит [6].

Алмаз обладает уникальными оптическими и механическими свойствами: широкой полосой пропускания, высоким показателем преломления, малым коэффициентом поглощения, высокой твердостью, инертностью к большинству химических соединений и малыми внутренними потерями при деформации. Поэтому алмаз, являющийся основой для изготовления оптических волноводов и микрорезонаторов (МР), начинает находить применение в фотонике и твердотельной квантовой информатике для хранения и обработки квантовой информации, генерации одиночных фотонов и создании запутанных состояний [7–9]. К настоящему времени достигнут существенный прогресс в изготовлении различных алмазных МР с малым оптическим объемом и большой добротностью в виде дефектов в фотонных кристаллах, а также в форме микродисков или микроколец [10, 11]. Последний тип МР может поддерживать так называемые моды шепчущей галереи (МШГ), где пучности электромагнитного поля располагаются около края МР [12].

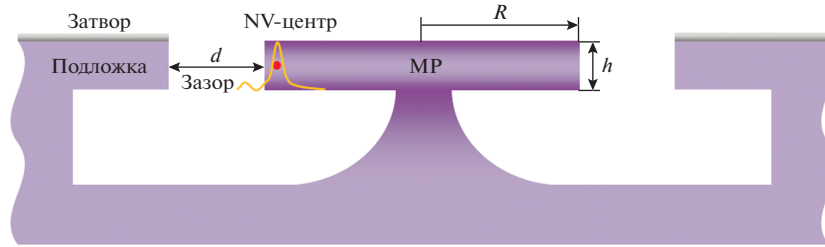


Рис. 1. Схематичное изображение микродиска с NV-центром в алмазной подложке.

На оптическом спектре микродиска наблюдается набор пиков, соответствующих МШГ. Если вблизи пучности находится квантовый эмиттер, такой как квантовая точка, одиночный атом или NV-центр, то благодаря взаимодействию электромагнитного поля МШГ с квантовой системой происходит модификация спектра МР. С другой стороны, наличие МР большой добротности изменяет скорость эмиссии фотонов NV-центром (эффект Перселла [13]).

Авторами работы [14] было теоретически изучено взаимодействие NV-центра с транспортной модой фотонной молекулы из трех МР и предсказано влияние NV-центра на спектроскопический отклик системы, взаимодействующей с внешним лазером. Алмазные микродисковые МР изготавливаются путем нанесения монокристаллической пленки на подложку с последующим подравливанием с целью формирования пьедестала МР. В работе [15] развита технология создания таких МР на основе массивного алмазного монокристалла, где полученные диски оказывались окруженными материалом подложки. Для контроля электронных спиновых состояний NV-центров на поверхность диска наносятся металлические затворы, что приводит к резкому уменьшению добротности МР. Чтобы избежать этой проблемы, можно наносить затворы на поверхность подложки, а не на сам микродиск. В настоящей работе мы исследовали влияние алмазной под-

ложки и металлических затворов на спектроскопический отклик одиночного микродиска, содержащего NV-центр.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОДИСКА В АЛМАЗНОЙ ПОДЛОЖКЕ

Численный расчет спектра МР проводился в рамках следующей модели. Алмазный микродиск радиуса R помещен в алмазную подложку, на которую нанесены металлические затворы. Толщина МР и подложки равна h , а их показатель преломления составляет $n_c = 2.4$. Между диском и подложкой имеется зазор ширины d (рис. 1). Координатная зависимость показателя преломления моделируемой системы имеет следующий вид:

$$n(\rho, \varphi, z) = \begin{cases} n_c, & \rho \leq R, \quad |z| \leq h/2 \\ 1, & R < \rho < R + d, \\ n_c, & \rho \geq R + d, \quad |z| \leq h/2, \\ 1, & |z| > h/2. \end{cases} \quad (1)$$

Используя граничные условия для электрического и магнитного полей на границах областей $\rho = R$, $\rho = R + d$, $|z| = h/2$ и учитывая аксиальную симметрию, получаем систему уравнений для нахождения спектра четных ТМ мод:

$$\begin{cases} [J_{m+1}(kR)J_m(k\tilde{n}R) - \tilde{n}J_{m+1}(k\tilde{n}R)J_m(kR)][\tilde{n}_s H_{m+1}(k\tilde{n}_s(R+d))N_m(k(R+d)) - \\ - N_{m+1}(k(R+d))H_m(k\tilde{n}_s(R+d))] = [\tilde{n}J_{m+1}(k\tilde{n}R)N_m(kR) - N_{m+1}(kR)J_m(k\tilde{n}R)] \times \\ \times [J_{m+1}(k(R+d))H_m(k\tilde{n}_s(R+d)) - \tilde{n}_s H_{m+1}(k\tilde{n}_s(R+d))J_m(k(R+d))], \\ \sqrt{n_c^2 - \tilde{n}^2} \operatorname{tg}\left(\frac{kh}{2} \sqrt{n_c^2 - \tilde{n}^2}\right) = n_c^2 \sqrt{\tilde{n}^2 - 1}, \\ k^2(n_c^2 - \tilde{n}_s^2) = \frac{\pi^2}{h^2}, \end{cases} \quad (2)$$

где k — волновой вектор фотона, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — азимутальное число, J_m , N_m , H_m — функции Бесселя, Неймана и функция Ганкеля первого рода, соответственно, $\tilde{n}$ и $\tilde{n}_s$ — эффективные показатели преломления диска и подложки. Подробный вы-

вод формул (2) для микрокольца в отсутствии подложки и затворов приведен в статье [14]. Система (2) позволяет найти дискретный набор собственных значений волнового вектора k_l (l — номер решения) при определенных значениях m , что соответствует ТМ _{m, l} модам микродиска.

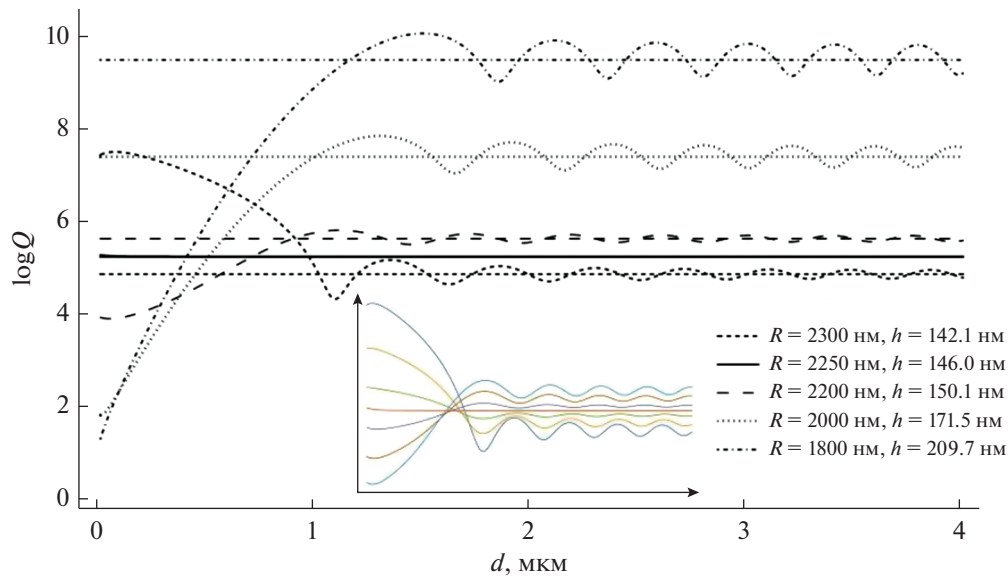


Рис. 2. Зависимость излучательной добротности Q микродиска от величины зазора d . Горизонтальные линии — значения $Q = Q_0$ в отсутствии подложки. На вставке приведены зависимости $Q(d)$ для значений $2217.5 \text{ нм} \leq R \leq 2282.5 \text{ нм}$.

Взаимодействие электромагнитного поля МР с NV-центрами, помещенными в пучность моды, тем сильнее, чем больше электромагнитное поле в пучности. Известно, что МШГ микродисков обладают высокой добротностью и малым оптическим объемом и, следовательно, могут обеспечить большое значение поля. Пучности электрического поля МШГ ($l = 1, m \gg 1$) находятся вдоль боковой поверхности МР, поэтому в нашей модели NV-центр также располагается вблизи края микродиска (рис. 1). Оптические потери в системе, определяющие ее добротность, характеризуются различными каналами. Это, в частности, рассеяние фотонов на алмазной поверхности и на металлических затворах, поглощение света внутри диска на микрокристаллитах, и, наконец, излучение фотонов. При лазерной накачке NV-центр излучает фотоны на длине волны $\lambda_0 = 637 \text{ нм}$ за счет бесфонованного спинового перехода, поэтому на первом этапе мы подобрали размеры R и h микродиска так, чтобы длина волны одной из МШГ соответствовала значению λ_0 при некотором значении m , например, при $m = 30$.

Сначала мы рассчитали зависимость излучательной добротности Q данной моды от величины зазора d между микродиском и подложкой в отсутствии металлических затворов для дисков различных размеров. Оказалось, что собственные частоты МР практически не зависят от d . В то же время подложка оказывает сильное влияние на добротность Q , которая при больших d осциллирует около значений Q_0 , соответствующих добротности в отсутствии алмазной подложки. При малых величинах зазора d добротность монотонно растет с увеличением d , достигая значения Q_0 .

Наличие затворов на подложке существенно меняет поведение Q , которое теперь будет зависеть от радиуса R . При $R = R_0 = 2250 \text{ нм}$ осцилляций вообще не наблюдается, добротность не зависит от величины зазора d и равна значению Q_0 (рис. 2). Если $R > R_0$, то при малых d зависимость $Q(d)$ сначала убывает, причем $Q(0)$ превосходит значение Q_0 , а в случае $R < R_0$ наблюдается обратная картина (см. вставку к рис. 2). Следует отметить, что с увеличением разности $|R - R_0|$ амплитуда колебаний растет.

Чтобы выяснить природу этих осцилляций, мы построили зависимость расстояния между минимумами Q от их координаты $d_{\min}$ при различных значениях радиуса микродиска (рис. 3а). Видно, что расстояние между минимумами $\Delta d_{\min}$ уменьшается с ростом $d_{\min}$. Если для каждой кривой вычесть от величины $d_{\min}$ соответствующее значение радиуса R , то зависимости совпадут. Это означает, что радиус микродиска не оказывает влияние на осцилляции добротности при $R \neq R_0$. Зависимость электрического поля от расстояния от центра диска (рис. 3б) показывает, что, когда добротность минимальна ($R = 2000 \text{ нм}$, см. рис. 2), поле в зазоре значительно больше, чем в случае, когда добротность максимальна ($R = 2300 \text{ нм}$). Следовательно, рост добротности вызван увеличением степени локализации электромагнитного поля внутри резонатора.

3. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ ОТКЛИК NV-ЦЕНТРА В МИКРОДИСКЕ

Оптические переходы между электронными состояниями в NV-центре могут быть идентифициро-

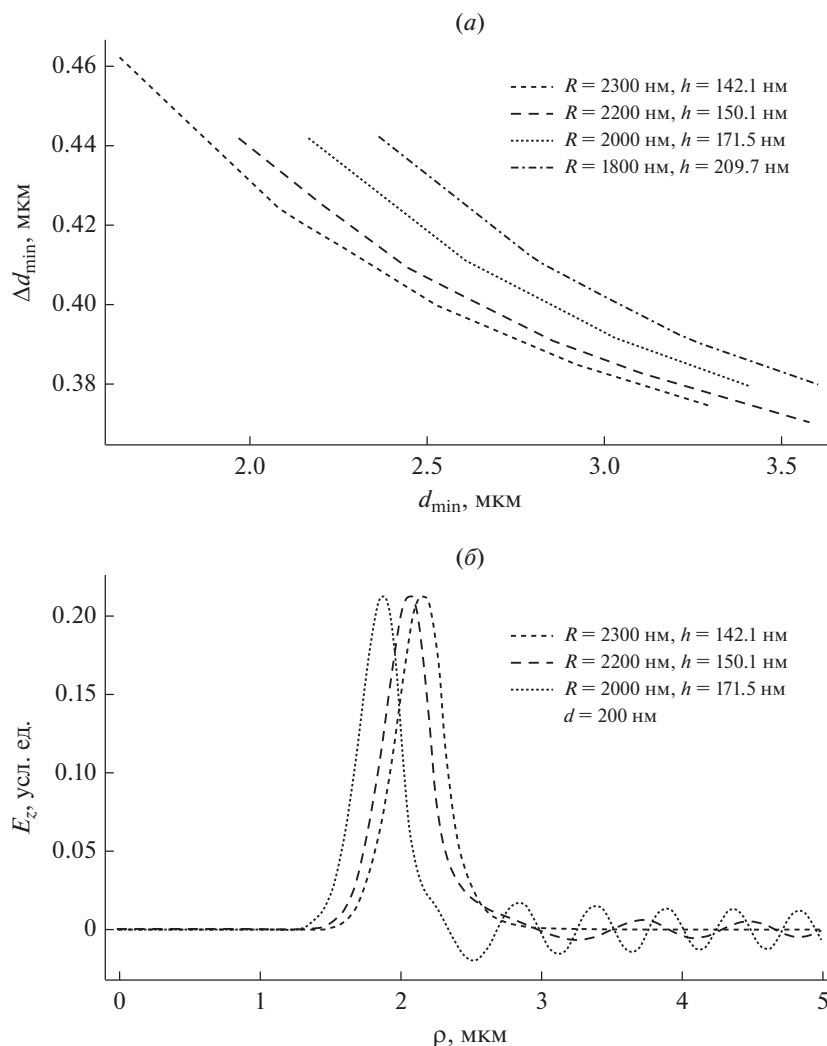


Рис. 3. Зависимость расстояния между минимумами Q от их координаты $d_{\min}$ (a) и зависимость z -компоненты электрического поля E_{TM} от расстояния ρ от центра микродиска (б).

ваны с применением методов спектроскопического анализа фотолуминесценции, основанных на сканировании резонансного лазерного излучения в окрестности линии бесфононного перехода. В статье [14] было показано, что NV-центр, находящийся в пучности электромагнитного поля, взаимодействует с транспортной модой фотонной молекулы из трех МР, что приводит к модификации зависимости вероятности возбуждения системы (и ее спектроскопического отклика) от частоты лазера и частоты бесфононного перехода и появлению на ней области антипересечения. Благодаря тому, что электрическое поле сдвигает электронные спиновые уровни NV-центра из-за эффекта Штарка и, как следствие, влияет на частоту бесфононного перехода, то данный эффект может быть использован для разработки квантового электрометра.

Одной из важнейших характеристик такого сенсора является отношение “сигнал/шум” S/N . В работе [14] были найдены оптимальные параметры, при которых величина S/N максимальна. Здесь мы исследуем влияние алмазной подложки с металлическими затворами на спектроскопический отклик одиночного микродиска с NV-центром, так как из-за наличия подложки и затворов добротность МР, а значит и величина S/N зависят от ширины зазора d . Для исследования взаимодействия NV-центра с МР, спектральные характеристики которого были рассчитаны в предыдущем разделе, использовался формализм вектора состояния и уравнения Шредингера.

Гамильтониан системы дается следующим выражением:

$$H = \Omega_L (a^+ e^{-i\omega_L t} + a e^{i\omega_L t}) + (\omega - i\kappa) a^+ a + (\omega_{NV} - i\gamma) |e\rangle \langle e| - g (a^+ |0\rangle \langle e| + a |e\rangle \langle 0|), \quad (3)$$

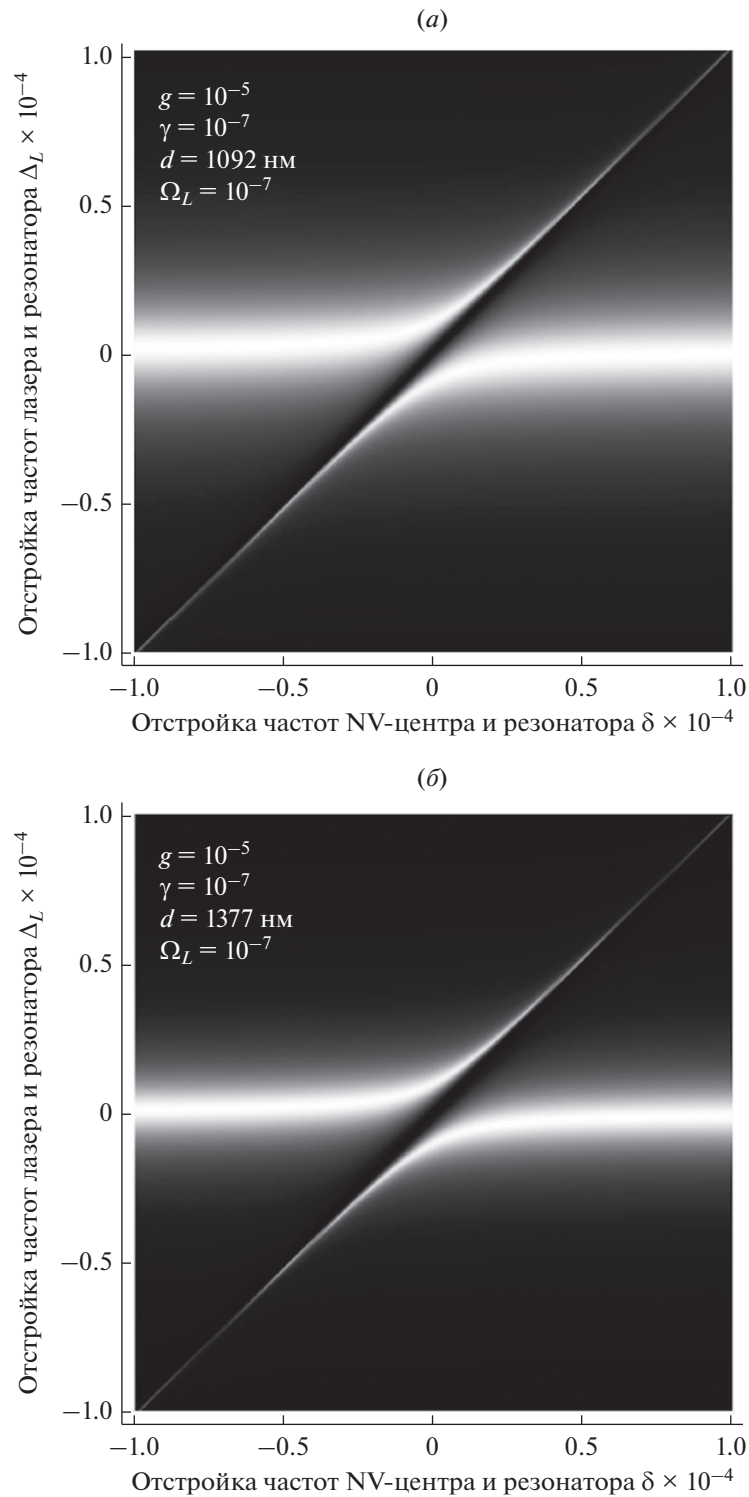


Рис. 4. Зависимость вероятности возбуждения МР $P_{\text{exc}}(\Delta_L, \delta)$ от частоты лазера и частоты бесфоновного перехода NV-центра (спектроскопический отклик) при (а) $d = 1092 \text{ нм}$ и (б) $d = 1377 \text{ нм}$.

где Ω_L — скорость накачки фотонов в МР лазером с частотой ω_L , ω — частота моды МР, a^+ (а) — оператор рождения (уничтожения) фотонов, $\kappa = \omega/Q$ — скорость диссипации энергии в моде МР, ω_{NV} —

частота бесфоновного перехода NV-центра, γ — скорость распада возбужденного состояния NV-центра, а g — коэффициент взаимодействия NV-центра с модой МР. Перейдем в систему отсчета, связанную с лазером, при помощи унитарного преобра-

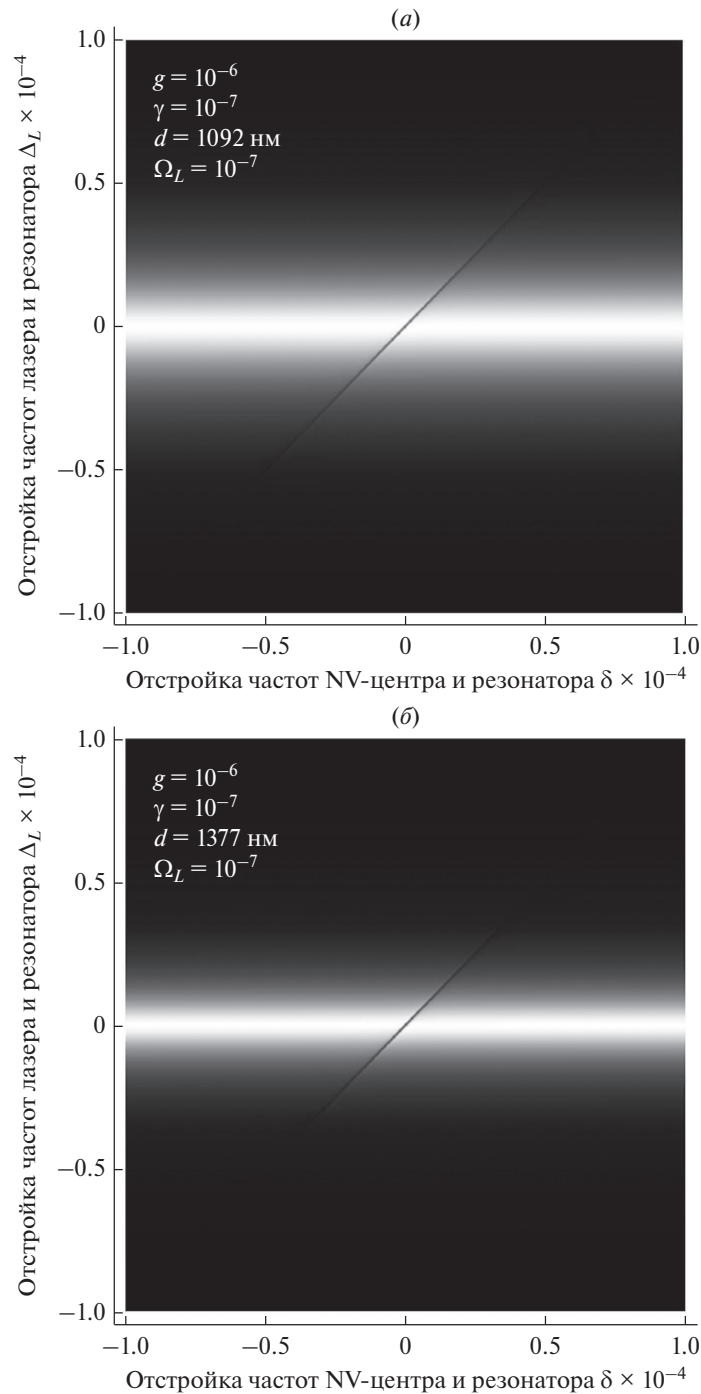


Рис. 5. Зависимость вероятности возбуждения МР $P_{exc}(\Delta_L, \delta)$ от частоты лазера и частоты бесфононного перехода NV-центра (спектроскопический отклик) при (а) $d = 1092 \text{ нм}$ и (б) $d = 1377 \text{ нм}$.

зования $T = \exp\{-i\omega_L(a^+a + |e\rangle\langle e|)t\}$ (см. [16]). Связь гамильтонианов в новой и старой системах отсчета дается формулой $\tilde{H} = T^+HT + i\frac{\partial T^+}{\partial t}T$. Та-

кой переход позволяет скомпенсировать зависимость гамильтониана H от времени. Выпишем гамильтониан в новой системе отсчета:

$$\tilde{H} = (\omega - \omega_L - i\kappa)a^+a + (\omega_{NV} - \omega_L - i\gamma)|e\rangle\langle e| - g(a^+|0\rangle\langle e| + a|e\rangle\langle 0|) + \Omega_L(a^+ + a). \quad (4)$$

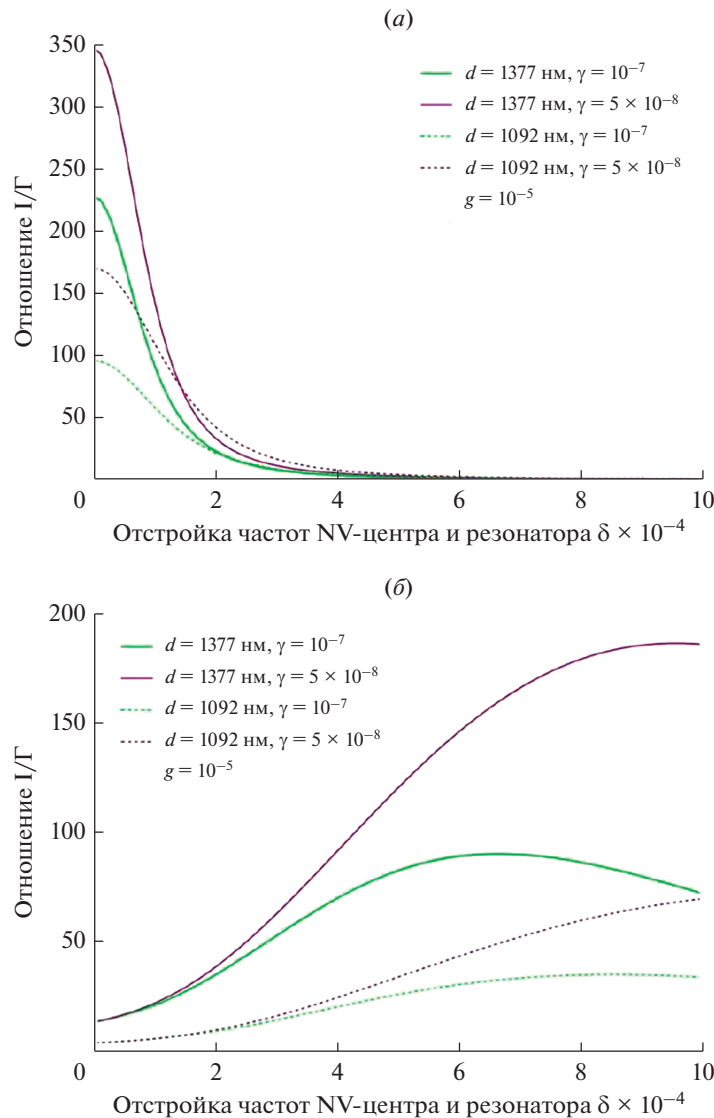


Рис. 6. Зависимость отношения “сигнал/шум” I/G от отстройки δ при $g = 10^{-6}$ (a) и $g = 10^{-5}$ (б).

Выразим частотные сдвиги в (4) через отстройку частоты МР от частоты лазера, $\Delta_L = \omega - \omega_L$, и отстройку частоты бесфононного перехода NV-центра от частоты МР, $\delta = \omega_{NV} - \omega$. Окончательно, гамильтониан системы принимает вид:

$$\tilde{H} = (\Delta_L - i\kappa)a^+a + (\delta + \Delta_L - i\gamma)|e\rangle\langle e| - g(a^+|0\rangle\langle e| + a|e\rangle\langle 0|) + \Omega_L(a^+ + a). \quad (5)$$

Решая уравнение Шредингера для данного гамильтониана, можно получить спектроскопический отклик одиночного микродиска с NV-центром на пробный лазерный импульс.

Мы вычислили вероятность P_{exc} возбуждения микродиска с одиночным NV-центром лазером в зависимости от отстройки частот бесфононного перехода NV-центра от МР δ и отстройки частот лазера от МР Δ_L (спектроскопический отклик) для различных величин d при двух значениях коэффициента взаимодействия NV-центра с МР:

$g = 10^{-5}$ (рис. 4) и $g = 10^{-6}$ (рис. 5). Все величины на графиках даны в единицах частоты МШГ. Видно, что существует два режима отклика системы на лазерное возбуждение: режим люминесценции и режим поглощения [14]. В первом режиме, который реализуется при большом коэффициенте взаимодействия g NV-центра и МР (рис. 4), возникает люминесценция NV-центра, и на зависимости $P_{exc}(\Delta_L, \delta)$ наблюдается характерное антипересечение. Во втором случае на фоне моды МР видна только узкая темная линия поглощения ла-

зерного излучения NV-центром (рис. 5). При зазоре $d = 1092$ нм, соответствующему первому минимуму добротности (рис. 4а и 5а) МР с радиусом $R = 2282.5$ нм, светлая горизонтальная линия от моды микродиска получается шире, а размер области антипересечения при $g = 10^{-5}$ меньше, чем при $d = 1377$ нм, соответствующему первому максимуму добротности (рис. 4б и 5б).

Для исследования влияния различных параметров на систему была рассчитана интенсивность I пика люминесценции при $g = 10^{-5}$ и пика поглощения при $g = 10^{-6}$ NV-центра, ширина Γ этого пика и построена зависимость отношения “сигнал/шум” $S/N = I/\Gamma$ от отстройки δ . В режиме поглощения отношение “сигнал/шум” S/N убывает с ростом δ (рис. 6а), причем величина S/N гораздо больше при максимуме добротности МР ($d = 1377$ нм), чем при ее минимуме ($d = 1092$ нм). Напротив, в режиме люминесценции отношение “сигнал/шум” (рис. 6б) сначала растет с увеличением δ , достигая максимума при некотором значении δ_m , а затем убывает. В свою очередь, с ростом γ величина δ_m смещается влево и в итоге, при больших значениях γ , режим люминесценции сменяется поглощением. Зависимость отношения “сигнал/шум” от параметра d аналогична случаю $g = 10^{-6}$. Следует также отметить, что рост параметра γ приводит к падению величины S/N в обоих режимах отклика.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе было проведено моделирование спектральных характеристик микродиска в алмазной подложке с металлическими затворами. Выяснилось, что подложка и затворы не изменяют собственные частоты МР, но оказывают сильное влияние на его излучательную добротность. Зависимость добротности от расстояния между микродиском и подложкой демонстрирует осцилляции, обусловленные изменением локализации электромагнитного поля внутри МР. Получен спектроскопический отклик микродиска с NV-центром в режимах люминесценции и поглощения, а также исследовано влияние подложки и затворов на отношение “сигнал/шум” данной системы, которая, вследствие эффекта Штарка, может быть использована в качестве квантового электрометра. Показано, что подбор параметров структуры так, чтобы добротность МР в подложке была максимальной, позволяет значительно увеличить чувствительность устройства.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № 0066-2019-0005 “Фундаментальные исследования в области квантовых вычислений и прикладные разработки твердотельной элементной базы квантовых компьютеров 2019”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Валиев К.А., Кокун А.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. 2-е изд. М.—Ижевск: НИЦ РХД, 2002. 360 с.
2. Giovannetti V., Lloyd S., Maccone L. Quantum-enhanced measurements: Beating the standard quantum limit // Science. 2004. V. 306. P. 1330.
3. Boto A.N., Kok P., Abrams D.S., Braunstein S.L., Williams C.P., Dowling J.P. Quantum interferometric optical lithography: Exploiting entanglement to beat the diffraction limit // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 2733.
4. Gisin N., Thew R. Quantum communication // Nature Photon. 2007. V. 1. P. 165.
5. Gisin N., Ribordy G., Tittel W., Zbinden H. Quantum cryptography // Rev. Mod. Phys. 2002. V. 74. P. 145.
6. O'Brien J.L., Furusawa A., Vučković J. Photonic quantum technologies // Nature Photon. 2009. V. 3. P. 687.
7. Цуканов А.В. NV-центры в алмазе. Часть III: Квантовые алгоритмы, масштабирование, гибридные системы // Микроэлектроника. 2013. Т. 42. № 1. С. 3.
8. Цуканов А.В. Квантовая память на ансамблевых состояниях NV-центров в алмазе // Микроэлектроника. 2013. Т. 42. № 3. С. 163.
9. Цуканов А.В. Оптимизация свойств алмазных структур с NV-центрами // Микроэлектроника. 2015. Т. 44. № 5. С. 323.
10. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Экспериментальная алмазная фотоника: современное состояние и перспективы развития. Часть I // Микроэлектроника. 2016. Т. 45. С. 325.
11. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Экспериментальная алмазная фотоника: современное состояние и перспективы развития. Часть II // Микроэлектроника. 2016. Т. 45. С. 403.
12. Городецкий М.Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. М.: Физматлит, 2011.
13. Purcell E.M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies // Phys. Rev. 1946. V. 69. P. 681.
14. Цуканов А.В., Рогачев М.С., Катеев И.Ю. Однофотонный отклик и спектроскопия фотонной молекулы на основе алмазных микроколец // Микроэлектроника. 2017. Т. 46. С. 411.
15. Kanaliloo B., Mitchell M., Hryciw A.C., Barclay P.E. High Q/V monolithic diamond microdisks fabricated with quasiisotropic etching // Nanoscale. 2015. V. 15. P. 5131.
16. Цуканов А.В. Моделирование спектроскопического отклика фотонных изомеров с NV-центрами. Часть I // Микроэлектроника. 2015. Т. 44. С. 243.