

Исследование когерентного пленения населенности и динамического эффекта Штарка в ансамблях NV-центров в алмазе при комнатной температуре в микроволновом диапазоне

© Р.А. Ахмеджанов¹, Л.А. Гуцин¹, И.В. Зеленский¹✉, Т.Г. Митрофанова², В.А. Низов¹, Н.А. Низов¹, Д.А. Собгайда¹

¹ Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия

² Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН,
420029 Казань, Россия

✉ e-mail: zelensky@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 13.10.2022 г.

В окончательной редакции 21.11.2022 г.

Принята к публикации 28.11.2022 г.

Представлены результаты исследования когерентного пленения населенности и динамического эффекта Штарка с использованием микроволновых переходов между подуровнями основного состояния NV-центров. Для реализации Λ -схемы уровней использованы подуровни, отвечающие различным проекциям ядерного спина атома азота. Исследована зависимость характеристик провала когерентного пленения населенности от частоты и интенсивности управляющего поля. Рассмотрены различные схемы наблюдения динамического эффекта Штарка.

Ключевые слова: NV-центр, когерентное пленение населенности, динамический эффект Штарка.

DOI: 10.21883/OS.2023.01.54539.4211-22

Введение

Взаимодействие атома и света является фундаментальной темой в квантовой оптике и атомной физике. Оптический отклик квантовой многоуровневой системы может быть радикально изменен квантовой интерференцией между различными переходами или сильным эффектом Штарка. Появляется возможность контролировать поглощение и дисперсию среды, что открывает ряд перспективных применений. Широко обсуждаемыми в последнее время являются эффекты электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП), когерентного пленения населенности (КПН) и динамический эффект Штарка (в частном случае эффект Аутлера–Таунса). Общим для них является то, что во всех случаях в спектральном отклике среды появляется узкая особенность. Относительный вклад этих эффектов в формирование особенности определяется интенсивностью управляющего поля [1]. Эти явления активно изучались в оптическом диапазоне [2–4], однако в некоторых средах возможность построения Λ -схемы уровней затруднительна. К примеру, в ансамблях NV-центров в алмазе оптическое комбинационное (рамановское) возбуждение спиновой когерентности невозможно в силу запрета по симметрии. Поэтому эффекты ЭИП и КПН реализованы на сегодняшний день в условиях антипересечения уровней основного состояния при наложении сильного внешнего магнитного поля [5] и при квазиуловевых магнитных полях при внутренних или внешних напряжениях, соответствующих антипересечению уровней первого воз-

бужденного состояния [6]. Гораздо проще ситуация при исследовании переходов между ядерными спинами, когда наличие относительно небольшого магнитного поля, ориентированного под углом к осям центра, приводит к перемешиванию ядерных и электронных спинов, снимая тем самым запрет на эти переходы [7,8]. В настоящей работе приведены результаты исследований когерентного пленения населенности (КПН), а также динамического эффекта Штарка (эффект Аутлера–Таунса) в различных конфигурациях в микроволновом диапазоне при комнатной температуре.

Когерентное пленение населенности

Эффект когерентного пленения населенности наблюдается когда энергетические уровни образуют так называемую Λ -схему — два энергетических уровня, соединенные с общим возбужденным уровнем через разрешенные переходы. Когда такая система взаимодействует с двумя когерентными электромагнитными полями с частотами, близкими к частотам переходов на общий возбужденный уровень, а двухфотонная отстройка равна расщеплению между энергетическими уровнями основного состояния, система может перейти в так называемое „темное“ состояние. Это состояние представляет собой когерентную суперпозицию уровней основного состояния, и его ключевой особенностью является то, что оно не взаимодействует с бихроматическим электромагнитным полем. В результате при

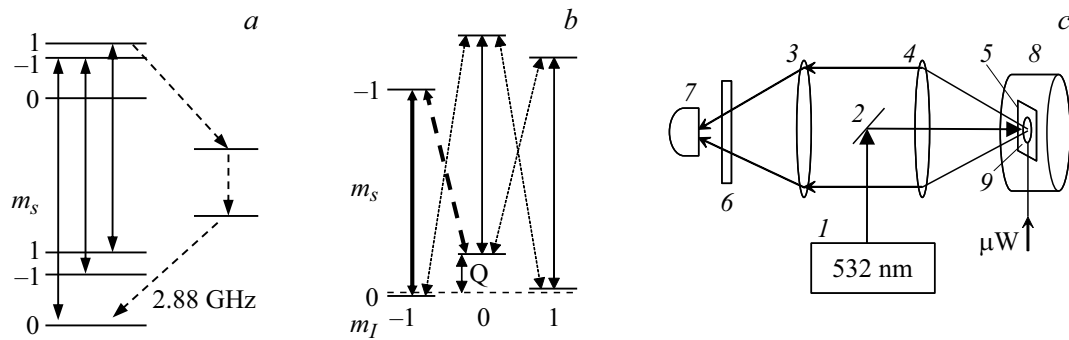


Рис. 1. (а) Схема электронных уровней NV-центра: сплошными стрелками показаны оптические переходы между спиновыми подуровнями основного и возбужденного состояний, идущие с сохранением проекции спина, штриховыми стрелками показан дополнительный путь релаксации подуровней $m_s = \pm 1$ возбужденного состояния без сохранения проекции спина. (б) Сверхтонкая структура перехода $|0\rangle_s \rightarrow |-1\rangle_s$ между подуровнями основного состояния, пунктирными линиями обозначены переходы с изменением ядерного спина, толстыми линиями выделены переходы, используемые для наблюдения КПН. (в) Схема установки: 1 — лазер, 2 — зеркало, 3, 4 — линзы, 5 — образец, 6 — светофильтр, 7 — ФЭУ, 8 — магнитная катушка, 9 — антенна.

сканировании частоты одного из полей и, следовательно, двухфотонной отстройки наблюдается провал в профиле флуоресценции (или в спектре поглощения).

NV-центры в алмазе являются перспективными кандидатами для реализации и наблюдения когерентных эффектов, поскольку переходы между спиновыми подуровнями основного состояния демонстрируют длительное время жизни когерентности даже при комнатной температуре. При этом NV-центры обладают системой энергетических уровней и переходов (рис. 1, а), в которой при оптической накачке происходит поляризация спина на подуровень $|0\rangle_s$ основного состояния. В результате воздействие оптического излучения на спиновые подуровни можно рассматривать как релаксацию населенности подуровней $|1\rangle_s$ и $|-1\rangle_s$ на $|0\rangle_s$ [9,10]. Наблюдаемая флуоресценция является спин-зависимой и для подуровня $|0\rangle_s$ ярче. Это позволяет наблюдать изменения в населенностях подуровней основного состояния, например, при воздействии микроволнового излучения по сигналу флуоресценции (метод оптически детектируемого магнитного резонанса, ОДМР).

В работе [7] был предложен следующий подход для наблюдения КПН в микроволновом диапазоне. Хотя обычно рассматриваются только уровни спинов электронов, каждый отрицательно заряженный NV-центр представляет собой систему из двух связанных спинов: спина электрона и спина ядра азота. Расщепления между уровнями энергии спина азота относительно невелики, и переходы, отстроенные на эти расщепления, могут наблюдаться в профиле ОДМР, если резонансы достаточно узкие. В нулевых магнитных полях или полях, параллельных оси NV-центра, проекции электронного и ядерного спинов остаются хорошими квантовыми числами, а переходы с изменением проекции ядерного спина запрещены. Однако спины имеют различные g -факторы, поэтому в поле, имеющем перпендикулярную оси центра компоненту, электронный и ядерный уровни спина становятся смешанными, делая разрешен-

ными переходы, которые меняют обе проекции спина (рис. 1, б). Интенсивности этих переходов зависят от величины и направления магнитного поля, и, хотя они обычно остаются слабее, чем прямые переходы, частоты Раби можно сделать равными, регулируя интенсивность возбуждающего и зондирующего полей. Полученные А-схемы могут быть использованы для экспериментов по реализации КПН. Поскольку эксперименты по наблюдению ОДМР непосредственно используют тот факт, что оптическая накачка поляризует электронный спин, важно отметить, что требуемые для создания А-схем магнитные поля достаточно малы и лишь незначительно уменьшают степень оптической поляризации.

Эксперимент

Расщепление между ядерными спиновыми уровнями довольно мало. В частности, в нулевом магнитном поле уровни $|0\rangle_s|-1\rangle_I$ и $|0\rangle_s|0\rangle_I$, используемые нами для наблюдения КПН, расщеплены на величину $Q = 4.95$ MHz [11] (расщепление довольно слабо зависит от магнитного поля, ядерный g -фактор 0.308 kHz/G). Соответственно для разрешения переходов, используемых для КПН, необходимо минимизировать ширину линии ОДМР. Одним из важных факторов, влияющих на ширину линии, является качество алмазной решетки, которое снижается с увеличением количества дефектов. С учетом этого в лаборатории алмазной электроники Института прикладной физики был изготовлен образец с низкой концентрацией NV-центров. Для этого на поверхности квадратной подложки, изготовленной методом НРНТ (high-pressure high-temperature), методом CVD (chemical vapor deposition) выращивался слой алмаза толщиной $7 \mu\text{m}$ с низкой концентрацией NV-центров (согласно оценкам изготовителя, концентрация порядка 10^{14} cm^{-3}). Направление, перпендикулярное поверхности, соответствовало оси кристалла [001], а одна

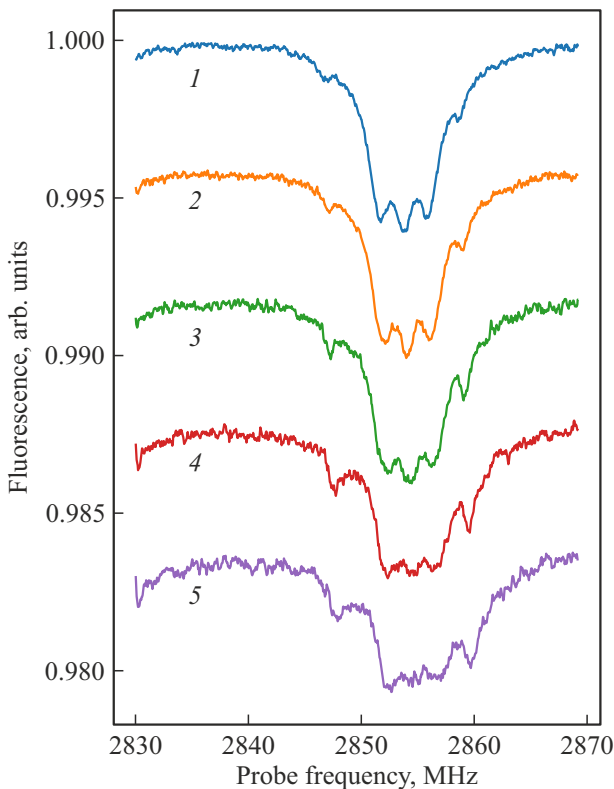


Рис. 2. Типичные спектры ОДМР при различных интенсивностях оптической накачки: 400 (1), 250 (2), 160 (3), 50 (4), 25 мВт (5). Кривые смещены по вертикали для наглядности.

из сторон квадрата была направлена вдоль оси [110]. Эксперимент проводился при комнатной температуре. Для сбора флуоресценции NV-центров использовалась установка, собранная по схеме конфокальной микроскопии (рис. 1, с). Поскольку концентрация NV-центров была низкой, интенсивность флуоресценции также была низкой. Чтобы компенсировать малый уровень сигнала, использовалось достаточное интенсивное излучение лазера накачки (сотни мВт при диаметре фокусного пятна около $100\ \mu\text{m}$), а для регистрации сигнала использовался фотоумножитель. Эта система была достаточно чувствительна к фоновой флуоресценции и рассеянному лазерному свету, поэтому для минимизации шума использовался фильтр с длиной волны отсечки 650 нм. Для наблюдения переходов с изменением проекции ядерного спина требовалось внешнее магнитное поле, ориентированное под большим углом к одной из четырех возможных ориентаций NV-центра. Это поле создавалось с помощью катушки, помещенной близко к образцу, а угол и напряженность поля корректировались при наблюдении профиля ОДМР. Исходный резонанс, представляющий собой комбинацию ОДМР для четырех по-разному ориентированных групп NV-центров, был разделен магнитным полем на шесть отдельных резонансов (для двух групп угол между полем и осью был примерно одинаковым). Резонансы, которые расщепля-

ются меньше всего, соответствуют наибольшему углу с направлением магнитного поля, поэтому мы работали с этой центральной группой NV-центров в нашем эксперименте. Согласно расчетам, основанным на положениях 6 резонансов, магнитное поле составляло около 35 G, а угол с осью центральной группы NV-центров составлял около 75° (в этих условиях снятие запрета на переходы с изменением ядерного спина наиболее эффективно [7]). В качестве антенны использовалась петля диаметром около 3 mm, которая была прижата к поверхности образца со стороны слоя, содержащего NV-центры. Лазерное излучение было сфокусировано в центре петли. Антенна запитывалась от двух генераторов (Keysight N5171B и Rohde&Schwartz SMC100A), сигналы которых после прохождения через вентили, предотвращающие влияние генераторов друг на друга, а также прохождения отраженного сигнала, объединялись. Поскольку переходы с изменением проекции ядерного спина гораздо слабее, чем прямые переходы, а КПН хорошо наблюдается при равных частотах Раби для переходов Λ -схемы, необходимо было использовать высокую интенсивность СВЧ излучения, подводимого к образцу. Для этого использовался мощный усилитель (Mini Circuits, ZHL-16W-43-S+), мощностью до 16 W.

Первым шагом на пути к наблюдению КПН является нахождение необходимых переходов, сопровождающихся изменением проекции ядерного спина. Типичные ОДМР спектры выбранной группы NV-центров представлены на рис. 2. В дополнение к основному резонансу, который разделен на три пика, соответствующие переходам с сохранением ядерного спина $|0\rangle_S|-1\rangle_I \rightarrow |-1\rangle_S|-1\rangle_I$, $|0\rangle_S|0\rangle_I \rightarrow |-1\rangle_S|0\rangle_I$ и $|0\rangle_S|1\rangle_I \rightarrow |-1\rangle_S|1\rangle_I$ (слева направо), с обеих сторон можно увидеть меньшие пики. Эти небольшие пики соответствуют переходам с изменением ядерного спина. Переход $|0\rangle_S|0\rangle_I \rightarrow |-1\rangle_S|-1\rangle_I$ отстроен на величину порядка $Q \approx 5\ \text{MHz}$ влево от левого основного пика. Переходы $|0\rangle_S|1\rangle_I \rightarrow |-1\rangle_S|0\rangle_I$ и $|0\rangle_S|-1\rangle_I \rightarrow |-1\rangle_S|0\rangle_I$ отстроены на 5 MHz от центрального основного пика вправо и расположены близко к правому основному пику, а также не разрешаются между собой. Теоретически может наблюдаться еще один переход $|0\rangle_S|0\rangle_I \rightarrow |-1\rangle_S|1\rangle_I$, отстроенный на 5 MHz от правого основного пика влево, однако в условиях эксперимента он незаметен на фоне переходов с сохранением ядерного спина. Таким образом, переход $|0\rangle_S|0\rangle_I \rightarrow |-1\rangle_S|-1\rangle_I$ (самый левый) находится в наиболее удобных из переходов с изменением ядерного спина условиях и совместно с образующим с ним Λ -схему переходом $|0\rangle_S|-1\rangle_I \rightarrow |-1\rangle_S|-1\rangle_I$ (левый основной пик) был выбран для наблюдения КПН (рис. 1, b).

Были проведены измерения профилей ОДМР (рис. 2) при различных интенсивностях оптической накачки. Можно видеть, что переходы с изменением проекции спина становятся более заметными при более низких интенсивностях. С другой стороны, контраст ОДМР для прямых переходов растет с увеличением оптической

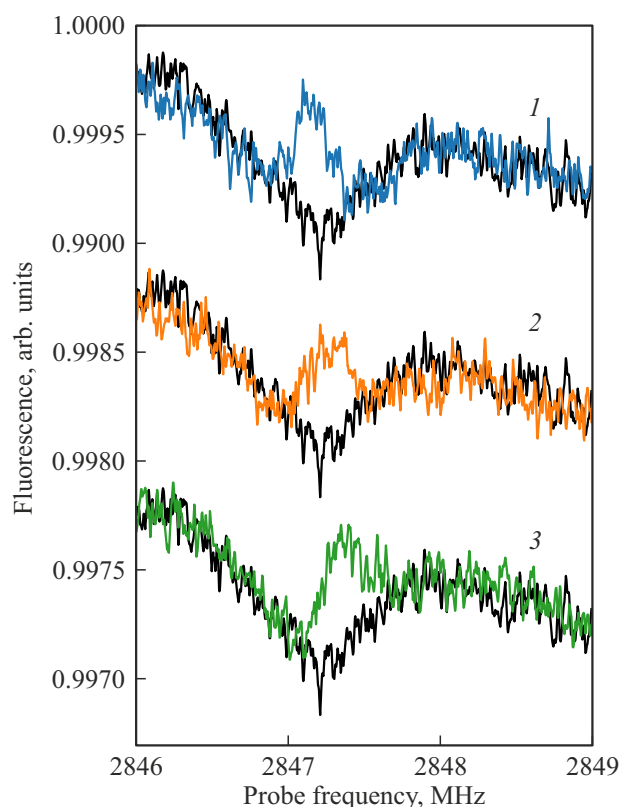


Рис. 3. Зависимость сигнала флуоресценции от частоты пробного поля при различных частотах управляющего поля: 2852.1 (1), 2852.2 (2), 2852.3 MHz (3). Черным показан профиль сигнала при отсутствии управляющего поля.

накачки. Это можно объяснить следующим образом. Слабое оптическое излучение недостаточно поляризует NV-центр. В результате населенности всех уровней выровнены как в присутствии, так и в отсутствие микроволнового поля, контраст мал и растет с увеличением накачки. С другой стороны, если оптическое излучение слишком сильное, микроволновое поле не приводит к заметному перераспределению населенности, и контраст также становится мал. В результате контраст ОДМР немонотонно зависит от интенсивности оптического излучения. Сначала он растет и, достигнув максимума, уменьшается. При этом интенсивность оптического излучения, соответствующая максимуму, растет с увеличением частоты Раби микроволнового поля [9]. На переходах с несохранением проекции ядерного спина частота Раби мала (порядка 10 kHz в условиях эксперимента). Можно предположить, что используемые интенсивности соответствуют спадающей части зависимости. Для прямых переходов частота Раби на порядок выше, и контраст растет с ростом интенсивности.

Переход с изменением проекции спина ядра $|0\rangle_S|0\rangle_I \rightarrow |-1\rangle_S|-1\rangle_I$ сканировался с помощью одного из генераторов — это был сигнал пробного излучения. Профиль флуоресценции был записан вместе с сигналом управляющего излучения, настроенного на переход

$|0\rangle_S|-1\rangle_I \rightarrow |-1\rangle_S|-1\rangle_I$, и без него. Мы выбрали максимальную интенсивность пробного излучения, которая не влияла на гораздо более сильный „прямой“ переход, и интенсивность управляющего излучения выбиралась так, чтобы частоты Раби на соответствующих переходах были примерно равны (около 10–15 kHz по нашим оценкам, см. ниже). Типичные формы зависимости флуоресценции от частоты пробного поля при различных частотах управляющего показаны на рис. 3. Включение управляющего поля приводит к появлению особенности в спектре ОДМР. Вследствие когерентного пленения населенности резонансные поля, действующие на смежных переходах, подавляют действие друг друга. Это приводит к снижению скорости переноса населенности на общий уровень $|-1\rangle_S|-1\rangle_I$ и соответственно увеличению флуоресценции. КПН — двухфотонный эффект и наступает при равенстве разности частот пробного и управляющего поля частоте перехода между нижними уровнями Λ -схемы. Соответственно положение особенности должно смещаться при изменении частоты управляющего поля (в ту же сторону), что и наблюдалось в эксперименте. Высота и ширина растут с увеличением интенсивности управляющего поля (рис. 4). В пределе малых интенсивностей микроволнового излучения ширина резонанса КПН определяется скоростью релаксации между нижними уровнями Λ -схемы. Измеренная величина составляет около 200 kHz, что довольно велико и подразумевает вы-

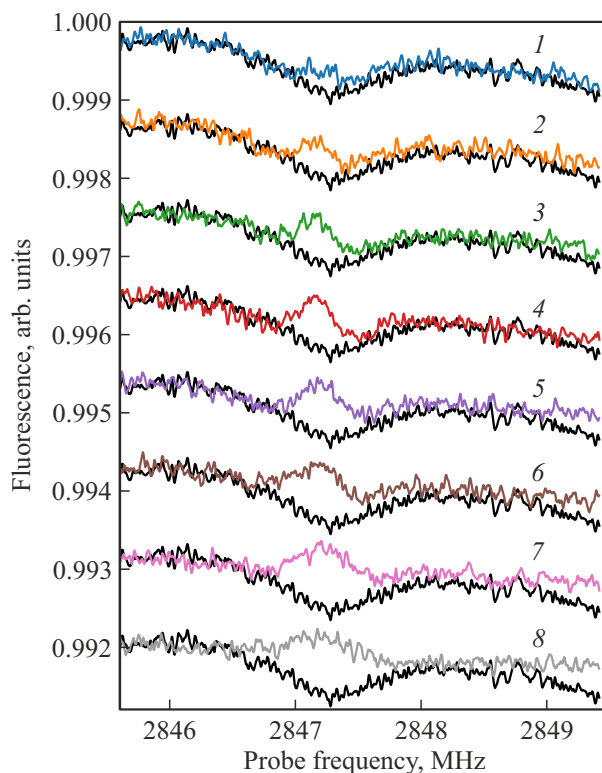


Рис. 4. Спектры когерентного пленения населенности при различных интенсивностях управляющего поля: -50 (1), -45 (2), -40 (3), -35 (4), -30 (5), -25 (6), -20 (7), -15 dBm (8). Черным показан спектр при отсутствии управляющего поля.

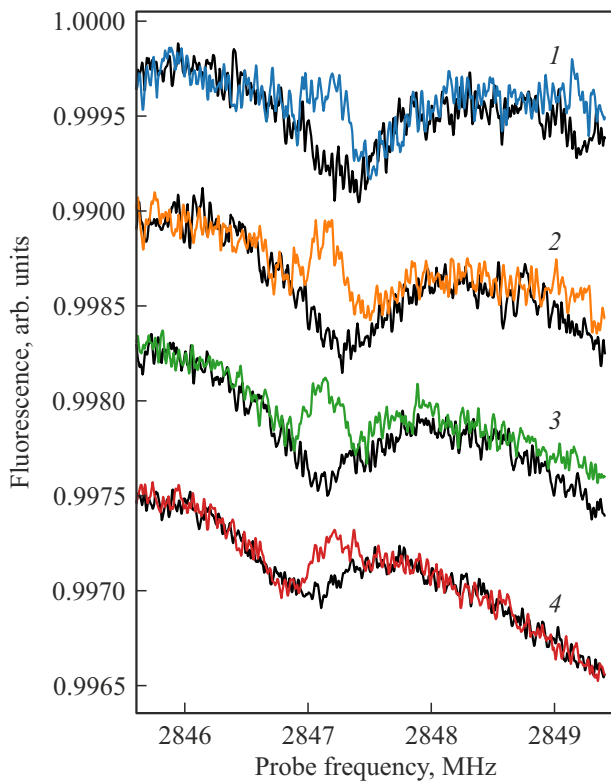


Рис. 5. Спектры когерентного пленения населенности при различных интенсивностях оптической накачки: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 160, 4 — 250 mW. Черным показан спектр при отсутствии управляющего поля.

сокие скорости декогеренции ядерных спинов в нашем образце.

Еще одной важной особенностью исследуемой нами системы является то, что скорость релаксации населенности может регулироваться изменением интенсивности лазерной накачки, которая влияет на скорость поляризации. Однако в диапазоне доступных нам интенсивностей ширина и глубина провала КПН остаются неизменными (рис. 5). Видно также, что сильная оптическая накачка смещает положение перехода с изменением проекции спина ядра в область более низких частот, что можно объяснить повышением температуры образца.

Эффект Ауслера—Таунса

Эффект Ауслера—Таунса является разновидностью динамического эффекта Штарка, когда сильное переменное электромагнитное поле взаимодействует с переходом между двумя энергетическими уровнями. Данную ситуацию удобно рассматривать в терминах так называемых „одетых состояний“ (рис. 6). Эти состояния образуют бесконечную лестницу пар энергетических уровней с разделением, определяемым частотой Раби поля. Расстояние между ступенями лестницы равно ω , где ω — это частота излучения. Когда на переход вли-

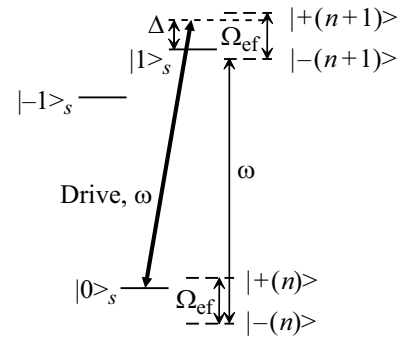


Рис. 6. Схема уровней основного состояния NV-центра, взаимодействующего с управляющим полем, штриховой линией показаны „одетые“ состояния.

ет нерезонансное поле, собственные значения энергии гамильтониана можно записать следующим образом:

$$E_{\pm} = \frac{-\hbar\Delta}{2} \pm \frac{\hbar\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}}{2},$$

где Δ — отстройка, Ω — частота Раби.

Результирующее разделение между двумя уровнями равно обобщенной частоте Раби $\Omega_{ef} = \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}$. При больших по сравнению с частотой Раби отстройках Δ взаимодействие происходит в основном с близкими к невозмущенным уровнями. В этом случае наблюдается сдвиг перехода. В случае резонансного взаимодействия возможны переходы между всеми уровнями. Когда переход под действием сильного возбуждающего поля сканируется более слабым зондирующим полем, профиль флуоресценции будет демонстрировать три линии, известные как триплет Моллоу [12]. Положение центральной линии определяется частотой управляющего поля, а две боковые линии смещаются на обобщенную частоту Раби. Если система имеет третий уровень с переходом, соединяющим ее с одним из двух уровней, на которые воздействует управляющее поле, то расщепление между одетыми состояниями может быть исследовано непосредственно через этот переход. В этом случае вместо триплета должно наблюдаться только два перехода. Структура уровней NV-центра позволяет исследовать оба случая (рис. 6). Отметим, что с учетом сверхтонкого расщепления электронных уровней (рис. 1, b) схема переходов оказывается более сложной. Вместо одного перехода между электронными уровнями наблюдаются три (переходы с сохранением ядерного спина, переходы с изменением ядерного спина слишком слабы и практически не наблюдаются), каждый из которых взаимодействует с управляющим полем.

Эксперимент

Установка была аналогичной используемой в экспериментах по наблюдению КПН. Образец помещали в то же магнитное поле, чтобы расщепить электронные

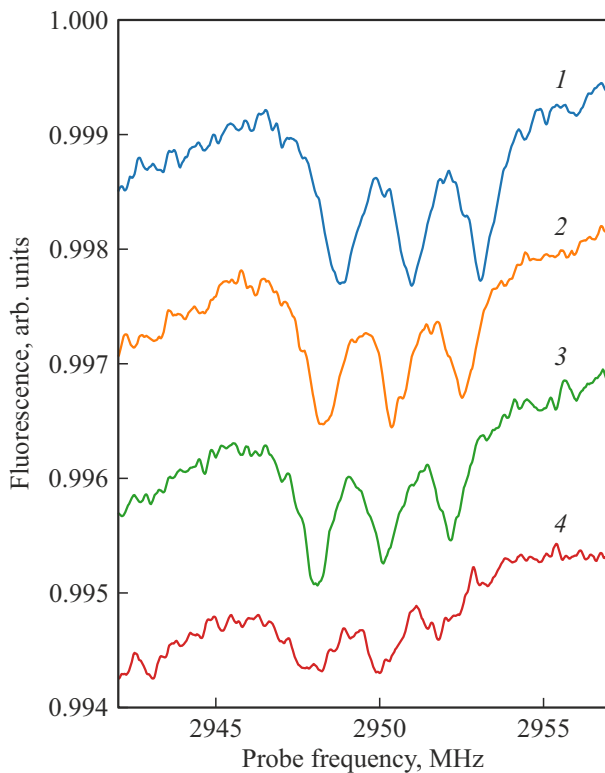


Рис. 7. Профили ОДМР при воздействии нерезонансного поля различной частоты: 2959 (2), 2957 (3), 2955 MHz (4), без нерезонансного поля (1).

спиновые уровни и непосредственно исследовать расщепление, индуцируемое управляющим полем. Когда частота этого поля отстраивается достаточно далеко от резонанса, то оно приводит только к сдвигу положения резонансной линии на величину $\Omega^2/2\Delta$ (когда $\Delta \gg \Omega$). Подобный эксперимент проводился с помощью группы NV-центров с наибольшим расщеплением, индуцированным внешним магнитным полем. Управляющее поле было изначально отстроено примерно на 10 MHz от резонанса, а затем сдвигалось ближе. Результаты приведены на рис. 7. Видно, что перемещение частоты ближе к переходу сдвигает резонансы все дальше и дальше, начиная модифицировать и их форму. Эти результаты могут быть использованы для оценки частоты Раби микроволнового поля по приведенной выше формуле. Согласно полученным данным, уровень сигнала на выходе генератора 0 dBm примерно эквивалентен частоте Раби 3 MHz. Эта калибровка была применена к результатам, представленным в описании эксперимента по наблюдению КПН (см. выше). Когда возбуждающее поле приближается к резонансной частоте, ожидается, что уровни, участвующие в переходе, образуют лестницу одетых состояний, рассмотренную выше.

Чтобы непосредственно исследовать это поведение, мы провели эксперимент, в котором управляющее поле сдвигается ступенчато (с шагом 275 kHz) по переходу $|0\rangle_S \rightarrow |+1\rangle_S$ той же группы, и на каждом шаге

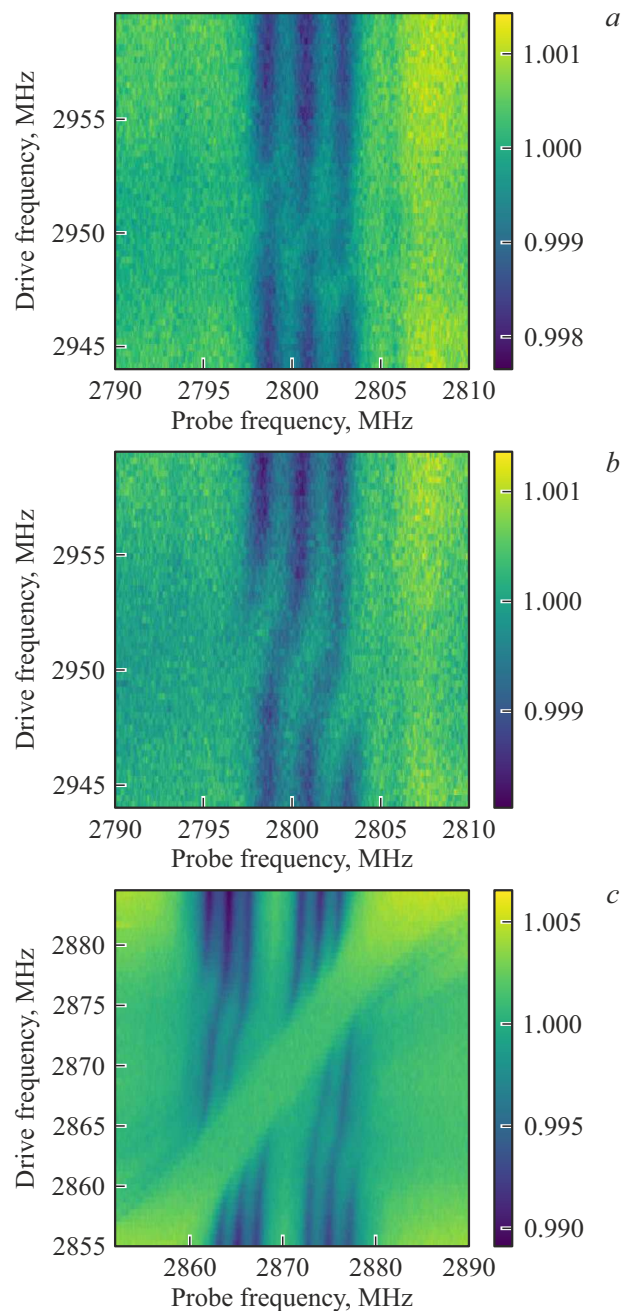


Рис. 8. ОДМР-профили на переходе $|0\rangle_S \rightarrow |-1\rangle_S$ для различных частот управляющего поля при прохождении им перехода $|0\rangle_S \rightarrow |+1\rangle_S$, частота Раби управляющего поля (a) 1.5 и (b) 3 MHz. (c) ОДМР-профили на переходах $|0\rangle_S \rightarrow |-1\rangle_S$ и $|0\rangle_S \rightarrow |+1\rangle_S$ при прохождении управляющим полем этих переходов.

регистрируется спектр ОДМР перехода $|0\rangle_S \rightarrow |-1\rangle_S$. Результаты для двух различных интенсивностей управляющего поля показаны на рис. 8, a и b. Видно, что управляющее поле делит переход на две части по мере его прохождения через резонансную частоту, в то время как другие линии смещены. Увеличение интенсивности управляющего поля увеличивает величину

сдвигов и расщепления. Ситуация усложняется, когда управляющее поле находится на том же переходе, который сканируется зондирующим полем. Используя магнитное поле, ориентированное так, что переходы всех четырех ориентаций NV-центров расщепляются одинаково, мы провели эксперимент, в котором зондирующим полем сканируется как переход $|0\rangle_S \rightarrow |-1\rangle_S$, так и $|0\rangle_S \rightarrow |+1\rangle_S$, а частота управляющего поля проходит через оба перехода шагами по 517 kHz. Результаты показаны на рис. 8, с. Картина усложняется тем, что возбуждающее поле в определенном диапазоне частот может быть достаточно сильным, чтобы воздействовать на оба перехода одновременно. Видно, что профили, соответствующие ситуации, когда управляющее и зондирующие поля действуют на разных переходах, похожи на профили, полученные в предыдущем эксперименте (рис. 8, а и б), однако контраст недостаточно высок, чтобы наблюдать центральные части триплета Моллоу, которые должны появляться, когда управляющее и зондирующее поля действуют на один и тот же переход.

Заключение

Исследован эффект КПН в NV-центрах в алмазе в микроволновом диапазоне при комнатной температуре. Использовались подуровни основного состояния дефекта, отвечающие различным проекциям ядерного спина атома азота. Снятие запрета на переходы с не сохранением проекции ядерного спина (реализация Λ -схемы) осуществлялось наложением внешнего магнитного поля, имеющего проекцию перпендикулярно ориентации NV-центра. Исследована зависимость характеристик соответствующего КПН провала в профиле флуоресценции от частоты и интенсивности управляющего поля.

При комнатной температуре в микроволновом диапазоне продемонстрирован динамический эффект Штарка (эффект Ауслера–Таунса) в различных конфигурациях. Для выделенной внешним магнитным полем ориентации NV-центров получены зависимости флуоресценции от частот микроволновых полей в ситуациях, когда сильное (управляющее) поле отстроено от резонанса, когда пробное и управляющее поля действуют на разные переходы, имеющие общий нижний уровень и когда они действуют на один и тот же переход.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФРАН, проект № FFUF-2023-0002, а также поддержана грантом Минобрнауки РФ в рамках Соглашения № 075-15-2021-623 с ФИЦ КазНЦ (Т.Г. Митрофанова).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.M. Anisimov, J.P. Dowling, B.C. Sanders. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 163604 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.163604
- [2] S.E. Harris. *Phys. Today*, **50** (7), 36 (1997). DOI: 10.1063/1.881806
- [3] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005). DOI: 10.1103/RevModPhys.77.633
- [4] Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов. *УФН*, **169** (7), 753 (1999). DOI: 10.3367/UFNr.0169.199907c.0753 [N.B. Delone, V.P. Krainov. *Phys.-Usp.*, **42** (7), 669 (1999). DOI: 10.1070/ps1999v042n07ABEH000557].
- [5] P.R. Hemmer, A.V. Turukhin, M.S. Shahriar, J.A. Musser. *Opt. Lett.*, **26** (6), 361 (2001). DOI: 10.1364/OL.26.000361
- [6] V.M. Acosta, K. Jensen, C. Santori, D. Budker, R.G. Beausoleil. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 213605 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.213605
- [7] P. Huillery, J. Leibold, T. Delord, L. Nicolas, J. Achard, A. Tallaire, G. Hétet. *Phys. Rev. B*, **103**, L140102 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.103.L140102
- [8] P. Jamonneau, G. Hétet, A. Dréau, J.-F. Roch, V. Jacques. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 043603 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.043603
- [9] K. Jensen, V.M. Acosta, A. Jarmola, D. Budker. *Phys. Rev. B*, **87**, 014115 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevB.87.014115
- [10] A. Dréau, M. Lesik, L. Rondin, P. Spinicelli, O. Arcizet, J.-F. Roch, V. Jacques. *Phys. Rev. B*, **84**, 195204 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.195204
- [11] B. Smeltzer, J. McIntyre, L. Childress. *Phys. Rev. B*, **80**, 050302(R) (2009). DOI: 10.1103/PhysRevA.80.050302
- [12] H. Morishita, T. Tashima, D. Mima, H. Kato, T. Makino, S. Yamasaki, M. Fujiwara, N. Mizuochi. *Sci. Rep.*, **9**, 13318 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-49683-z