

ДВОЙНОЙ РАДИООПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В КОНФИГУРАЦИИ ХАНЛЕ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ D_1 -ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Д. В. Бражников^{a,b*}, В. М. Энтин^c, И. И. Рябцев^{b,c}

^a Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

^b Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия

^c Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 31 мая 2023 г.,
после переработки 31 мая 2023 г.
Принята к публикации 6 июня 2023 г.

Исследуется поглощение световой волны, взаимодействующей с оптическими переходами в D_1 -линии атома щелочного металла в присутствии микроволнового излучения, резонансного магнито-дипольным переходам между сверхтонкими компонентами основного состояния. Известно, что при сканировании продольного магнитного поля ($\mathbf{B}||\mathbf{k}$, где \mathbf{k} — волновой вектор) возможно наблюдение магнитооптического резонанса, связанного с эффектом Ханле в основном состоянии (ЭХОС). Кроме того, в виду наличия резонансного микроволнового излучения, также имеет место эффект двойного радиооптического резонанса (ДРОР). Проведено теоретическое и экспериментальное исследование степени взаимного влияния этих эффектов на формирование узкого магнитооптического резонанса в поглощении световой волны. В ходе теоретического анализа показано, что эти эффекты конкурируют друг с другом и действуют на формирование резонанса деструктивным образом, что приводит к малой амплитуде резонанса и усложнению его формы. Однако в присутствии буферного газа такого давления, что сверхтонкое расщепление возбужденного состояния спектрально не разрешается, становится возможным наблюдать магнитооптический резонанс с относительно большой амплитудой. Эксперименты выполнены с использованием миниатюрной стеклянной ячейки ($V \sim 0.1 \text{ см}^3$), наполненной парами ^{87}Rb и буферным газом (≈ 95 Торр аргона). В экспериментах, в частности, наблюдается эффект сужения резонанса с ростом интенсивности светового поля, предсказанный теоретически. Предложенная конфигурация возбуждения магнитооптических резонансов может быть использована в квантовой магнитометрии для измерения слабых постоянных магнитных полей, а также резонансных микроволновых полей с использованием ячеек с парами атомов щелочных металлов.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2022), Новосибирск, декабрь 2022 г.

DOI: 10.31857/S0044451023080163
EDN: ICYUNB

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект Ханле был открыт на заре квантовой механики и существенным образом сказался на ее

развитии [1, 2]. В первых работах этот эффект проявлял себя в виде деполяризации резонансной флюоресценции атомов ртути, облучаемых линейно поляризованной световой волной в присутствии постоянного магнитного поля величиной порядка 1 Гс (100 мкТл). Десять лет спустя Г. Брейт дал строгое квантово-механическое объяснение этому эффекту на языке пересечения уровней энергии в возбужденном состоянии атома [3, 4]. Эффект Ханле может

* E-mail: x-kvant@mail.ru

наблюдаться как в изменении состояния поляризации спонтанно излученного света (поляриметрическая техника) [1, 2], так и в его интенсивности либо после прохождения резонансной среды, либо во флюоресценции этой среды [5–7]. Эффект Ханле нашел разнообразные применения от измерений времени жизни возбужденных уровней в атомах [8, 9] до наблюдения «сжатого» света [10] (см. также обзоры [11, 12]).

Интерес к этому эффекту снова возрос после работ [13–16], в которых было показано, что явление пересечения уровней в основном состоянии атомов может приводить к наблюдению гораздо более узких магнитооптических резонансов ($\sim 10^{-6}–10^{-3}$ Гс), чем в случае с возбужденным состоянием, особенно, если в ячейку с рабочими атомами добавлен буферный газ или стенки ячейки покрыты антирелаксационным составом. Такие резонансы называют эффектом Ханле в основном состоянии (ЭХОС) [11, 12]. В первых же работах на эту тему было предложено использовать ЭХОС для высокочувствительной магнитометрии, способной детектировать постоянные магнитные поля на уровне 1 нГс (100 фТл) [15]. На сегодняшний день предложено множество различных схем квантовых магнитометров на основе ЭХОС (см., например, [17–26]), включая коммерческие образцы, которые успешно используются для медицинской диагностики [27, 28] и исследований биомagnetизма растений [29].

Для наблюдения ЭХОС обычно используются две типовые схемы: линейно поляризованная световая волна и сканирование магнитного поля поперек ее поляризации (см., например, [11, 13, 17, 19, 30]) или циркулярно поляризованная волна при сканировании магнитного поля в плоскости поляризации [15, 18]. Хотя возможны и другие более общие варианты (см., например, [31, 32]). В миниатюрных сенсорах используется, как правило, вариант с циркулярно поляризованной волной, так как он позволяет использовать ячейки с повышенным давлением буферного газа, тогда как в случае с линейно поляризованной волной резонанс может пропасть совсем при повышении давления (в этом состоит известная особенность возбуждения оптических переходов в D_1 -линии поглощения, что подробнее обсуждается в следующих разделах). Также предложены схемы возбуждения ханле-резонансов с несколькими лазерными пучками (см., например, [26, 33–41]) или с одной эллиптически поляризованной волной [25, 42–45].

Другой нелинейный эффект, который активно используется в квантовой магнитометрии — это

двойной радиооптический резонанс (ДРОР), который может наблюдаться как с использованием микроволнового, так и с помощью радиочастотного магнитного поля — в зависимости от возбуждаемых магнито-дипольных переходов в атомах [46–49]. ДРОР также применяется в компактных высокостабильных атомных часах, известных как рубидиевые осцилляторы [50–53]. Наблюдение этого эффекта неразрывно связано с другим важнейшим явлением в атомной спектроскопии — оптической накачкой [54, 55]. Без этого явления ДРОР не наблюдается, поскольку в равновесии населенности атомных подуровней возбуждаемого магнито-дипольного перехода одинаковы, поэтому под действием радиочастотного (микроволнового) поля атом не поляризуется. Для оптической накачки и спектроскопического опроса атомов в большинстве передовых квантовых устройств на основе ДРОР используются лазерные источники света, хотя возможны варианты и с ламповой накачкой и дополнительной фильтрующей ячейкой (см., например, обсуждения в [52]). В компактных устройствах обе эти функции, накачку и опрос, выполняет один и тот же лазерный пучок, облучающий атомы в непрерывном или импульсном режимах (сравнение режимов приведено в [56]).

Эффекты ДРОР и ЭХОС, как правило, не наблюдаются в одном и том же эксперименте в виду создаваемых условий. Например, ДРОР в атомных часах наблюдается при сканировании микроволновой частоты, а не магнитного поля, как это делается в экспериментах по резонансам Ханле. Более того, в атомных часах магнитные уровни не пересекаются, поскольку в них используется схема возбуждения ДРОР с участием постоянного магнитного поля, снимающего вырождение уровней энергии по проекции углового момента для возбуждения только определенного магнито-дипольного перехода [47, 51–53, 57, 58]. В магнитометрии ДРОР также используется с приложением постоянного магнитного поля, так что пересечения уровней не происходит [46–48].

Таким образом, совместное проявление ЭХОС и ДРОР в одном эксперименте исследовано весьма слабо. Можно указать работу [59], в которой использовалась ячейка с парами ^{87}Rb и буферным газом давлением 25 Торр. Для наблюдения ЭХОС авторы использовали эллиптически поляризованный пучок и поляриметрическую технику регистрации. Невысокое давление буферного газа позволило авторам настроить световую волну на определенный переход в D_1 -линии и наблюдать резонансы пересечения уровней в нулевом магнитном поле в ви-

де электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [30], связанной с явлением когерентного плетения населенностей (КПН) [60], и проявляющейся в виде резкого провала в показателе поглощения среды (или пика в прохождении). В этой работе было показано, что микроволновое поле приводит к увеличению амплитуды ЭИП. В отличие от работы [59], в нашей работе исследуются магнитооптические резонансы в полной интенсивности света, прошедшего через ячейку. Кроме этого, в экспериментах мы используем давление буферного газа, при котором ЭХОС практически полностью подавлен, если не прикладывать внешнее микроволновое поле. В нашем случае наблюдаются резонансы в виде электромагнитно-индуцированной абсорбции (ЭИА) [61], приводящей к резкому увеличению поглощения света. Наконец, нами разработана упрощенная теоретическая модель, позволившая получить простое аналитическое решение для показателя поглощения световой волны и формулы для параметров наблюдаемого резонанса.

Настоящая работа структурирована следующим образом. В разд. 2.1 описывается постановка задачи, упрощенная спектроскопическая модель атома и стандартный квантово-механический подход на основе одноатомной матрицы плотности, а также обсуждаются основные приближения, используемые в теории. Раздел 2.2 посвящен дальнейшему упрощению задачи на основе скоростных уравнений, не учитывающих явление пересечения уровней. Затем в разд. 2.3 результаты аналитического решения скоростных уравнений сравниваются с результатами решения более точной системы уравнений, на основе чего делается вывод о степени влияния ДРОР и ЭХОС на наблюдаемые нелинейные резонансы, а также исследуются параметры магнитооптического резонанса. В частности, в этом разделе показано, что с ростом интенсивности световой волны магнитооптический резонанс испытывает сужение. В разд. 3 приводятся результаты экспериментов, в которых используется миниатюрная стеклянная ячейка с парами ^{87}Rb и буферным газом. Эти результаты сопоставляются с предсказаниями теории.

2. ТЕОРИЯ

2.1. Спектроскопическая модель

Рассмотрим взаимодействие плоской монохроматической линейно поляризованной волны, бегущей вдоль оси квантовая z , с оптическими переходами $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ и $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ в D_1 -линии ^{87}Rb (см. рис. 1 а):

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - kz)} + c. c., \quad (1)$$

где ω — частота оптического излучения, $k = \omega/c$ — волновое число (c — скорость света), «с.с.» — комплексно сопряженное слагаемое. Комплексная векторная амплитуда оптического поля может быть представлена в виде: $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e} e^{i\varphi}$, где E_0 — вещественная амплитуда, медленно зависящая от координаты z в виду поглощения в среде, \mathbf{e} — комплексный единичный вектор поляризации света, φ — начальная фаза волны.

Помимо светового поля (1) на атом также действует микроволновая волна с произвольной поляризацией и направлением распространения в ячейке:

$$\mathbf{V}_\mu(\mathbf{r}, t) = \mathbf{V}_{\mu 0} e^{-i(\omega_\mu t - \mathbf{k}_\mu \mathbf{r})} + c. c., \quad (2)$$

где $\mathbf{V}_{\mu 0}$ и ω_μ — комплексная векторная амплитуда и частота микроволнового поля, \mathbf{k}_μ — волновой вектор, модуль которого равен ω_μ/c . По аналогии с оптическим полем имеем: $\mathbf{V}_\mu = B_\mu \mathbf{e}_\mu e^{i\varphi_\mu}$.

Мы будем исследовать поглощение световой волны (1) в зависимости от величины продольного магнитного поля:

$$\mathbf{B} = B_z \mathbf{e}_z, \quad (3)$$

где \mathbf{e}_z — орт вдоль оси z в декартовой системе координат. Это поле приводит к зеемановскому расщеплению уровней энергии в атоме (см. рис. 1), так что расстояние между соседними магнитными подуровнями сверхтонкого уровня F_g равно $\hbar\Omega$, где $\Omega = \mu_B g B_z / \hbar$ — частота Лармора, $\mu_B = 927.4 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс — магнетон Бора, g — фактор Ланде, который равен $-1/2$ и $1/2$ для уровней $F_g = 1$ и $F_g = 2$, соответственно. Зеемановское расщепление уровней в возбужденном состоянии атома не существенно для нашей задачи и учитываться не будет.

В нашей модели мы будем пренебрегать остаточным фарадеевским вращением линейной поляризации света [46] при распространении в среде в присутствии постоянного магнитного поля (3). На практике угол фарадеевского вращения поляризации света обычно не превосходит несколько градусов в парах щелочных металлов, поэтому этим эффектом можно пренебречь. Тем более, что в нашей работе мы наблюдаем за полной интенсивностью света на выходе из ячейки, без использования поляриметрической техники регистрации резонансов. В силу сказанного вектор \mathbf{e} в (1) не зависит от координат.

Линейно поляризованное поле (1) индуцирует электро-дипольные σ^+ и σ^- переходы, как показано на рис. 1 а. Микроволновое поле, поляризация

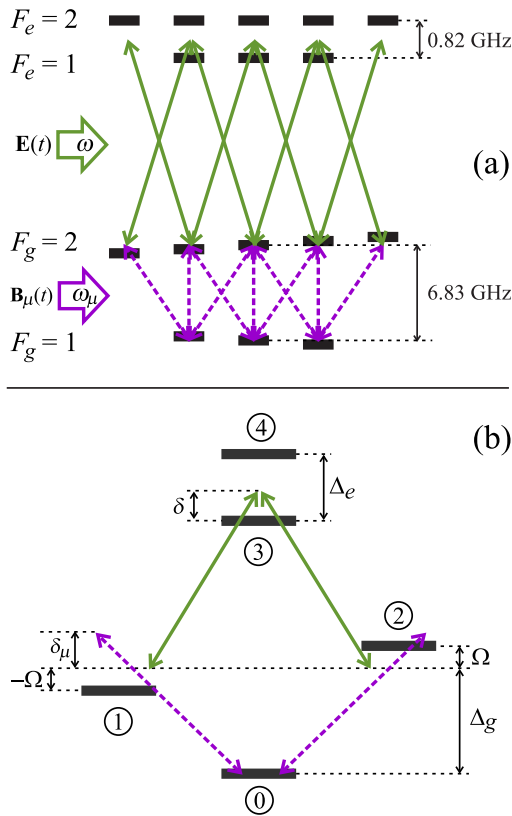


Рис. 1. (Цветной онлайн) *a* — Схема уровней в D_1 -линии атома ^{87}Rb . *b* — Схема уровней, используемая в теоретической модели. Зеленые сплошные стрелки обозначают электро-дипольные (E1) переходы, индуцируемые линейно поляризованным световым полем с частотой ω , тогда как фиолетовые штриховые стрелки показывают магнитодипольные (M1) переходы под действием микроволнового поля с частотой ω_μ и произвольной поляризации. Релаксационные процессы не отражены на рисунке (подробности приведены в тексте), а также не отражен эффект Зеемана в возбужденном состоянии, так как он не существует в нашем случае

которого не контролируется в наших экспериментах, в общем случае индуцирует все типы магнитодипольных переходов: σ^\pm и π . Такая схема уровней и переходов, в сочетании с различными процессами релаксации, достаточно сложна для теоретического анализа. Поэтому в настоящей работе мы рассматриваем упрощенную модель взаимодействия атомов с электромагнитным полем (см. рис. 1 *b*), которая представляет собой обобщение модели, использованной в работе [59]. В частности, в нашем случае используется двойная Λ -схема: схема Λ_1 образована переходами $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, тогда как схема Λ_2 образована переходами $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$. Кроме того, в двойной Λ -схеме присутствует дополнительный подуровень основного состояния $|0\rangle$, который моделирует все зеемановские подуровни уровня $F_g = 1$ в ре-

альной схеме на рис. 1 *a*: этот подуровень не взаимодействует с оптическим полем, но взаимодействует с микроволновым.

Без постоянного магнитного поля (3) частоты переходов $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ равны между собой, т.е. $\omega_{31} = \omega_{32}$ (см. рис. 1 *b*). Для упрощения анализа дипольные моменты этих переходов мы также считаем равными: $d_{13} = d_{23}$. Это же относится к паре переходов $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ за исключением того факта, что дипольные моменты для этих переходов равны по модулю, но имеют противоположные знаки. Последнее обстоятельство связано со свойствами коэффициентов Клебша-Гордана для реального перехода (рис. 1 *a*) и принципиально важно для нашего анализа. В частности, именно из-за этого свойства исчезает резонанс ЭИП при пересечении магнитных подуровней в нулевом магнитном поле в присутствии буферного газа достаточно большого давления, чтобы сверхтонкие уровни возбужденного состояния спектроскопически не разрешались. Этот эффект можно рассматривать как «конкуренцию» взаимно ортогональных «темных» (КПН) состояний, которые могли бы сформироваться на уровне $F_g = 2$ в результате отдельных переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ и $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$, но не формируются при одновременном возбуждении этих переходов в условиях сильного столкновительного уширения спектральной линии. Аналогичная конкуренция темных состояний обсуждается в работах [34, 35, 38], где показано, что она приводит к смене знака магнитооптического резонанса (ЭИП \leftrightarrow ЭИА) в поле встречных ортогонально поляризованных световых волн. Для упрощения задачи, магнитные дипольные моменты микроволновых переходов $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ и $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ мы считаем равными: $\mu_{01} = \mu_{02}$.

В присутствии продольного магнитного поля B_z два подуровня основного состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ разнесены по энергии на величину $2\hbar\Omega$. Микроволновое поле индуцирует магнито-дипольные переходы между сверхтонкими компонентами основного состояния: $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ и $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$. Мы предполагаем, что давление буферного газа в ячейке с парами рубидия такое, что сверхтонкие уровни в возбужденном состоянии спектрально не разрешаются из-за столкновительного уширения оптических переходов, поэтому оптическое поле одновременно возбуждает четыре электро-дипольных перехода: $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$, $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$.

Взаимодействие атомов с электромагнитным полем мы будем описывать в рамках стандартного квантово-механического формализма матрицы плотности $\hat{\rho}$ в одноатомном приближении (в отсут-

ствии коллективных эффектов), кинетическое уравнение на которую имеет вид [62]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right)\hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar}\left[(\hat{H}_0 + \hat{V}), \hat{\rho}\right] + \hat{\mathcal{R}}\{\hat{\rho}\}. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{v} — вектор скорости атома, ∇ — оператор градиента. В базисе собственных функций гамильтониана свободного атома \hat{H}_0 матрица плотности может быть представлена в виде

$$\hat{\rho} = \sum_{m=0}^4 \sum_{n=0}^4 \rho_{mn} |m\rangle\langle n|. \quad (5)$$

Здесь $\langle \dots |$ и $|\dots\rangle$ — бра- и кет-векторы Дирака. Диагональные элементы матрицы плотности ρ_{nn} описывают населенности соответствующих атомных подуровней (см. рис. 1 b), тогда как недиагональные элементы ρ_{mn} ($m \neq n$) называются когерентностями: ρ_{12}, ρ_{21} — зеемановские когерентности, $\rho_{01}, \rho_{10}, \rho_{02}, \rho_{20}$ — низкочастотные (микроволновые) когерентности, осциллирующие во времени на частоте микроволнового поля ω_μ , и оптические когерентности $\rho_{13}, \rho_{31}, \rho_{14}, \rho_{41}, \rho_{23}, \rho_{32}, \rho_{24}, \rho_{42}$, осциллирующие во времени на частоте ω . Ввиду эрмитовости

матрицы плотности, $\hat{\rho}^\dagger = \hat{\rho}$, для ее элементов выполняются соотношения $\rho_{mn}^* = \rho_{nm}$.

Оператор \hat{H}_0 в (4) имеет диагональный вид:

$$\hat{H}_0 = \sum_{n=0}^4 \mathcal{E}_n |n\rangle\langle n|, \quad (6)$$

где \mathcal{E}_n есть энергия n -го уровня свободного атома, при этом в нашей модели $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$.

Оператор \hat{V} в (4) описывает взаимодействие атома с внешним электромагнитным полем и может быть представлен в виде суммы операторов взаимодействия с постоянным магнитным (\hat{V}_b), микроволновым (\hat{V}_μ) и оптическим (\hat{V}_e) полями. При учете только линейного зеемановского эффекта, действие постоянного магнитного поля сводится лишь к сдвигу уровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$ на $-\hbar\Omega$ и $\hbar\Omega$, соответственно. Поэтому

$$\hat{V}_b = -\hbar\Omega |1\rangle\langle 1| + \hbar\Omega |2\rangle\langle 2|. \quad (7)$$

Операторы \hat{V}_e и \hat{V}_μ в дипольном и резонансном приближениях можно записать в матричном виде:

$$\hat{V}_e = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & R_1 e^{i(\omega t - \varphi)} & R_2 e^{i(\omega t - \varphi)} \\ 0 & 0 & 0 & -R_1 e^{i(\omega t - \varphi)} & R_2 e^{i(\omega t - \varphi)} \\ 0 & R_1 e^{-i(\omega t - \varphi)} & -R_1 e^{-i(\omega t - \varphi)} & 0 & 0 \\ 0 & R_2 e^{-i(\omega t - \varphi)} & R_2 e^{-i(\omega t - \varphi)} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\hat{V}_\mu = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & Q e^{i(\omega_\mu t - \varphi_\mu)} & -Q e^{i(\omega_\mu t - \varphi_\mu)} & 0 & 0 \\ Q e^{-i(\omega_\mu t - \varphi_\mu)} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -Q e^{-i(\omega_\mu t - \varphi_\mu)} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где были введены вещественные частоты Раби $R_1 = d_{31}E_0/\hbar$, $R_2 = d_{41}E_0/\hbar$, $Q = \mu_{10}B_\mu/\hbar$. Далее мы покажем, что для D₁-линии мы можем положить $R_1 = R_2$, но пока оставим эти частоты разными, чтобы в формулах было удобнее отличать слагаемые от различных Λ-схем, рассматриваемых в нашей модели. Знаки при частотах Раби в (8) и (9) выбраны с учетом сказанного выше о равенстве матричных элементов электро- и магнито-дипольных моментов, а также с учетом знаков циркулярных (σ^+ и σ^-) компонент единичных векторов поляризации \mathbf{e} и \mathbf{e}_μ , которые имеют место при рассмотрении реальной схемы уровней (рис. 1 a).

В уравнении (4) для учета релаксационных процессов в атоме мы применяем широко используемый подход констант релаксации. В частности, спонтанная релаксация возбужденных уровней описывается константой γ . Ввиду частых столкновений с буферным газом атомы рубидия совершают сложное диффузионное движение, что на несколько порядков увеличивает время их нахождения в лазерном пучке и сокращает, тем самым, пролетную релаксацию. Этот тип релаксации описывается в нашей модели константой Γ . Эта же константа описывает медленную релаксацию основного состояния атома к равновесному распределению по магнитным под-

уровням, происходящую из-за спин-разрушающих и спин-обменных столкновений. За столкновительное уширение оптических переходов, связанное со сбоем фазы атомного осциллятора, отвечает константа γ_c . Более того, мы будем считать, что столкновительное уширение превалирует над всеми остальными типами уширения, включая естественное уширение из-за спонтанной релаксации возбужденных уровней и доплеровское уширение из-за движения атомов. Это означает, что в нашем случае спектральная линия является однородно уширенной. В связи с чем можно полностью пренебречь движением атомов и, соответственно, опустить слагаемое $v\nabla$ в (4). Отметим,

что описанные приближения часто применяются в теории атомной спектроскопии при использовании буферного газа. Более строгий подход в лазерной спектроскопии к описанию действия столкновений как на внутренние, так и на внешние степени свободы атома может быть найден в монографии [62].

В уравнении (4) релаксационные процессы описываются статистическим оператором $\hat{\mathcal{R}}(\rho)$, который может быть представлен в виде суммы: $\hat{\mathcal{R}} = \hat{\mathcal{R}}_{spon} + \hat{\mathcal{R}}_{spin} + \hat{\mathcal{R}}_{col}$. Так, часть, связанная со спонтанной релаксацией уровней $|3\rangle$ и $|4\rangle$, может быть представлена в виде

$$\hat{\mathcal{R}}_{spon} = \frac{\gamma}{2} \begin{pmatrix} 2\beta_{30}\rho_{33} + 2\beta_{40}\rho_{44} & 0 & 0 & -\rho_{03} & -\rho_{04} \\ 0 & 2\beta_{31}\rho_{33} + 2\beta_{41}\rho_{44} & 0 & -\rho_{13} & -\rho_{14} \\ 0 & 0 & 2\beta_{32}\rho_{33} + 2\beta_{42}\rho_{44} & -\rho_{23} & -\rho_{24} \\ -\rho_{30} & -\rho_{31} & -\rho_{32} & -2\rho_{33} & -2\rho_{34} \\ -\rho_{40} & -\rho_{41} & -\rho_{42} & -2\rho_{43} & -2\rho_{44} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Здесь $\gamma \approx 2\pi \times 5.57$ МГц — скорость спонтанной релаксации возбужденных уровней [63], а коэффициенты ветвления β_{ij} описывают относительную вероятность прихода населенности с возбужденного подуровня $|i\rangle$ на основной подуровень $|j\rangle$ в результате спонтанной релаксации. Поскольку полная скорость релаксации с каждого из возбужденных подуровне равна γ , то выполняется равенство: $\beta_{i0} + \beta_{i1} + \beta_{i2} = 1$ ($i = 3, 4$). Далее для упрощения мы будем полагать $\beta_{i1} = \beta_{i2}$.

Оператор релаксации к равновесному распределению населенностей может быть записан в виде

$$\hat{\mathcal{R}}_{spin} = -\Gamma\hat{\rho} + \frac{\Gamma}{3} \sum_{n=0}^2 |n\rangle\langle n|, \quad (11)$$

где предполагается, что в равновесии все подуровни основного состояния, т. е. $|0\rangle$, $|1\rangle$ и $|2\rangle$, заселены одинаково с вероятностью $1/3$, а населенности других подуровней, равно как и когерентности, равны нулю.

Столкновительное уширение оптических переходов описывается следующим слагаемым:

$$\hat{\mathcal{R}}_{col} = -\gamma_c \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \rho_{03} & \rho_{04} \\ 0 & 0 & 0 & \rho_{13} & \rho_{14} \\ 0 & 0 & 0 & \rho_{23} & \rho_{24} \\ \rho_{30} & \rho_{31} & \rho_{32} & 0 & \rho_{34} \\ \rho_{40} & \rho_{41} & \rho_{42} & \rho_{43} & 0 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

В нашей теории мы полагаем, что $\rho_{34} = \rho_{43} = 0$ из-за быстрой столкновительной деполяризации уровней в возбужденном состоянии Rb. Из уравнения (4) можно показать, что когерентности ρ_{03} , ρ_{04} , ρ_{30} и ρ_{40} осциллируют на суммарной частоте $\omega + \omega_\mu$ и пропорциональны произведению амплитуд микроволнового и оптического полей с учетом суммарной фазы, т. е. $B_\mu E_0 e^{i(\varphi + \varphi_\mu)}$. Эти «смешанные» когерентности можно рассматривать, как результат двухфотонного перехода, в ходе которого одновременно поглощается (испускается) один фотон из оптического поля и один из микроволнового поля. В общем случае смешанные когерентности также должны учитываться в теории. Однако, с одной стороны, их влияние становится существенно только с ростом интенсивностей обоих полей. С другой стороны, в наших экспериментах фаза $\varphi_\Sigma(t) = \varphi + \varphi_\mu$ никак не стабилизирована, т. е. является случайным процессом. Для упрощения теории мы будем считать, что время когерентности этого процесса настолько невелико, что подобного рода слагаемые усредняются и могут быть отброшены. Вопрос о влиянии флуктуаций фаз полей, индуцирующих когерентные состояния в атомах, исследован, например, в работе [64] на примере явления КПН.

Мы будем рассматривать стационарный режим взаимодействия атомов с полем, в котором населенности подуровней и зеемановские когерентно-

сти, т.е. диагональные ρ_{nn} и недиагональные ρ_{12} , ρ_{21} элементы, не зависят от времени. Для остальных недиагональных ненулевых элементов — оптических и микроволновых когерентностей — справедливо представление (с учетом резонансного приближения):

$$\begin{aligned}\rho_{nm}(t) &= \tilde{\rho}_{nm} e^{-i\omega t} \quad (\text{где } n = 3, 4; m = 1, 2), \\ \rho_{n0}(t) &= \tilde{\rho}_{n0} e^{-i\omega_\mu t} \quad (\text{где } n = 1, 2).\end{aligned}\quad (13)$$

Здесь $\tilde{\rho}_{nm}$ и $\tilde{\rho}_{n0}$ не зависят от времени. Выражения для остальных недиагональных элементов может быть получено, используя свойство: $\rho_{nm}^*(t) = \rho_{mn}(t)$.

С учетом вышесказанного из уравнения (4) приходим к следующим выражениям для когерентностей:

$$\tilde{\rho}_{10} = iQL_\mu^{(1)}e^{i\varphi_\mu}(\rho_{00} - \rho_{11} + \rho_{12}), \quad (14)$$

$$\tilde{\rho}_{20} = -iQL_\mu^{(2)}e^{i\varphi_\mu}(\rho_{00} - \rho_{22} + \rho_{21}), \quad (15)$$

$$\tilde{\rho}_{31} = iR_1L_1e^{i\varphi}(\rho_{11} - \rho_{33} - \rho_{21}), \quad (16)$$

$$\tilde{\rho}_{32} = -iR_1L_1e^{i\varphi}(\rho_{22} - \rho_{33} - \rho_{12}), \quad (17)$$

$$\tilde{\rho}_{41} = iR_2L_2e^{i\varphi}(\rho_{11} - \rho_{44} + \rho_{21}), \quad (18)$$

$$\tilde{\rho}_{42} = iR_2L_2e^{i\varphi}(\rho_{22} - \rho_{44} + \rho_{12}). \quad (19)$$

Выражения для остальных когерентностей могут быть записаны, используя связь: $\tilde{\rho}_{nm}^* = \tilde{\rho}_{mn}$. В этих

формулах используются следующие обозначения для комплексных лоренцианов:

$$L_\mu^{(1)} = \frac{1}{\Gamma - i(\delta_\mu + \Omega)}, \quad L_\mu^{(2)} = \frac{1}{\Gamma - i(\delta_\mu - \Omega)}, \quad (20)$$

$$L_1 = \frac{1}{\gamma_{eg} - i\delta}, \quad L_2 = \frac{1}{\gamma_{eg} - i(\delta - \Delta_e)}, \quad (21)$$

где введены частотные отстройки $\delta = \omega - \omega_{31}$, $\delta_\mu = \omega_\mu - \Delta_g$, полуширина на полувывоте (HWHM) оптического перехода с учетом всех типов релаксации: $\gamma_{eg} = (\gamma/2) + \Gamma + \gamma_c$, а также величины сверхтонкого расщепления в основном («g») и возбужденном («e») состояниях: $\Delta_g \approx 2\pi \times 6.83$ ГГц, $\Delta_e \approx 2\pi \times 0.82$ ГГц (см. также рис. 1 b). При выводе (16)–(19) было рассмотрено приближение, вполне адекватное экспериментальным условиям: $\Omega \ll \gamma_{eg}$. Поэтому в «оптических» лоренцианах L_1 и L_2 не присутствует влияние сдвига подуровня энергии, вызванное магнитным полем B_z , в отличие от «микроволновых» лоренцианов $L_\mu^{(1)}$ и $L_\mu^{(2)}$, где это влияние более существенно, так как $\Omega \gtrsim \Gamma$.

Используя уже найденные выражения для оптических и микроволновых когерентностей (14)–(19), запишем полную систему уравнений на остальные ненулевые элементы матрицы плотности:

$$\begin{aligned}(\Gamma + 2\Gamma S_\mu^{(1)} + 2\gamma_{eg}S_1 + 2\gamma_{eg}S_2)\rho_{11} &= \frac{\Gamma}{3} + 2\Gamma S_\mu^{(1)}\rho_{00} + (\beta_{31}\gamma + 2\gamma_{eg}S_1)\rho_{33} + (\beta_{41}\gamma + 2\gamma_{eg}S_2)\rho_{44} + \\ &+ [(R_1^2L_1^* - R_2^2L_2^* + Q^2L_\mu^{(1)})\rho_{12} + \text{с.с.}],\end{aligned}\quad (22)$$

$$\begin{aligned}(\Gamma + 2\Gamma S_\mu^{(2)} + 2\gamma_{eg}S_1 + 2\gamma_{eg}S_2)\rho_{22} &= \frac{\Gamma}{3} + 2\Gamma S_\mu^{(2)}\rho_{00} + (\beta_{32}\gamma + 2\gamma_{eg}S_1)\rho_{33} + (\beta_{42}\gamma + 2\gamma_{eg}S_2)\rho_{44} + \\ &+ [(R_1^2L_1 - R_2^2L_2 + Q^2L_\mu^{(2)*})\rho_{12} + \text{с.с.}],\end{aligned}\quad (23)$$

$$(\Gamma + \gamma + 4\gamma_{eg}S_1)\rho_{33} = 2\gamma_{eg}S_1(\rho_{11} + \rho_{22} - \rho_{12} - \rho_{21}), \quad (24)$$

$$(\Gamma + \gamma + 4\gamma_{eg}S_2)\rho_{44} = 2\gamma_{eg}S_2(\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{12} + \rho_{21}), \quad (25)$$

$$\begin{aligned}(\Gamma - 2i\Omega + Q^2[L_\mu^{(1)} + L_\mu^{(2)*}] + 2\gamma_{eg}S_1 + 2\gamma_{eg}S_2)\rho_{12} &= -Q^2(L_\mu^{(1)} + L_\mu^{(2)*}) - 2\gamma_{eg}S_1\rho_{33} + 2\gamma_{eg}S_2\rho_{44} + \\ &+ (R_1^2L_1^* - R_2^2L_2^* + Q^2L_\mu^{(1)})\rho_{11} + (R_1^2L_1 - R_2^2L_2 + Q^2L_\mu^{(2)*})\rho_{22},\end{aligned}\quad (26)$$

$$\begin{aligned}(\Gamma + 2i\Omega + Q^2[L_\mu^{(1)*} + L_\mu^{(2)}] + 2\gamma_{eg}S_1 + 2\gamma_{eg}S_2)\rho_{21} &= -Q^2(L_\mu^{(1)*} + L_\mu^{(2)}) - 2\gamma_{eg}S_1\rho_{33} + 2\gamma_{eg}S_2\rho_{44} + \\ &+ (R_1^2L_1 - R_2^2L_2 + Q^2L_\mu^{(1)*})\rho_{11} + (R_1^2L_1^* - R_2^2L_2^* + Q^2L_\mu^{(2)})\rho_{22},\end{aligned}\quad (27)$$

$$\rho_{00} + \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1. \quad (28)$$

В этой системе вместо уравнения на ρ_{00} записано более простое уравнение (28), отражающее сохранение полной населенности в рассматриваемой систе-

ме уровней, которая, в этом смысле, считается закрытой. Здесь использованы параметры насыщения для микроволнового и оптического полей с учетом

частотных отстроек:

$$S_\mu^{(1)} = \frac{Q^2}{\Gamma^2 + (\delta_\mu + \Omega)^2}, \quad S_\mu^{(2)} = \frac{Q^2}{\Gamma^2 + (\delta_\mu - \Omega)^2}, \quad (29)$$

$$S_1 = \frac{R_1^2}{\gamma_{eg}^2 + \delta^2}, \quad S_2 = \frac{R_2^2}{\gamma_{eg}^2 + (\delta - \Delta_e)^2}. \quad (30)$$

Отметим, что в уравнениях (26) и (27) отражено влияние динамического штарковского сдвига подуровней основного состояния, вызванное микроволновым полем. В частности, комплексный коэффициент при ρ_{12} в (26) можно представить в виде:

$$\Gamma - 2i\Omega + Q^2[L_\mu^{(1)} + L_\mu^{(2)*}] + 2\gamma_{eg}S_1 + 2\gamma_{eg}S_2 = \Gamma + \Gamma' - i(2\Omega - \Delta'), \quad (31)$$

где $\Gamma' = \Gamma(S_\mu^{(1)} + S_\mu^{(2)}) + 2\gamma_{eg}(S_1 + S_2)$ описывает полевое уширение резонансов, наблюдаемых в поглощении среды и связанных с образованием зеэмановской когерентности, тогда как $\Delta' = \Omega(S_\mu^{(1)} + S_\mu^{(2)}) + \delta_\mu(S_\mu^{(1)} - S_\mu^{(2)})$ описывает сдвиг этих резонансов. Причем, если микроволновое поле настроено в точный резонанс с магнито-дипольными переходами в основном состоянии атома ($\delta_\mu = 0$), то сдвиг также обращается в нуль, а имеет место лишь ускоренное «разбегание» подуровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$ при сканировании продольного магнитного поля (т. е. частоты Ω). Из этих выражений видно, что, в отличие от микроволнового поля, оптическое поле оказывается лишь эффектом уширения, но не приводит к сдвигам подуровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Это связано с приближением $\Omega \ll \gamma_{eg}$, используемом нами при выводе выражений для оптических когерентностей (16)–(19). Отметим, что в экспериментах по обычной (без использования микроволнового поля) ханле-спектроскопии атомов щелочных металлов в ячейках с буферным газом линейный закон для ширины резонанса от интенсивности светового поля является типичным (см., например, [20]). Однако, как мы увидим далее, другие нелинейные эффекты, отличные от обычного полевого уширения, могут радикальным образом отразиться на поведении ширины резонанса.

Решение системы уравнений (22)–(28) будет использоваться нами для анализа показателя поглощения световой волны. Для амплитуды этой волны справедливо укороченное волновое уравнение [65]

$$\frac{d\mathbf{E}_0}{dz} = 2\pi ik\mathbf{P}_0, \quad (32)$$

где \mathbf{P}_0 — медленно меняющаяся амплитуда поляризации, так что $\mathbf{P}(t) = \mathbf{P}_0 e^{-i\omega t}$ — вектор поляризации

среды, осциллирующий на оптической частоте. Из (32), с учетом известных выражений: $I = (c/2\pi)|\mathbf{E}_0|^2$ и $\mathbf{P}(t) = n_a \text{Tr}\{\hat{\mathbf{d}}\hat{\rho}(t)\}$, где n_a — концентрация атомов рубидия, $\hat{\mathbf{d}}$ — оператор электро-дипольного момента, $\text{Tr}\{\dots\}$ — операция взятия следа матрицы, можно прийти к следующему уравнению на интенсивность световой волны в среде:

$$\frac{dI}{dz} = -2\hbar\omega n_a \text{Im}\left\{R_1 e^{-i\varphi}(\tilde{\rho}_{31} - \tilde{\rho}_{32}) + R_2 e^{-i\varphi}(\tilde{\rho}_{41} + \tilde{\rho}_{42})\right\} = -\sigma n_a I, \quad (33)$$

где σ — сечение поглощения фотонов света одним атомом Rb. Для оптически тонкой среды, когда поглощение интенсивности света в среде относительно невелико, из уравнения (33) находим выражение для интенсивности света на выходе из среды:

$$I(z = \ell) = I_0 e^{-\sigma n_a \ell} \approx I_0 (1 - \sigma n_a \ell), \quad (34)$$

где I_0 — интенсивность световой волны на входе в среду, ℓ — длина среды. Произведение $OD = \sigma n_a \ell$ называют оптической плотностью среды. Сечение поглощения удобно представить в виде

$$\sigma = \frac{3\beta_{31}\gamma\lambda^2}{4\pi\gamma_{eg}} \alpha. \quad (35)$$

Здесь λ — длина волны оптического излучения, а безразмерный показатель поглощения α , с учетом (16)–(19) и (33), имеет вид

$$\alpha = \tilde{S}_1 (\rho_{11} + \rho_{22} - 2\rho_{33}) + \Psi \tilde{S}_2 (\rho_{11} + \rho_{22} - 2\rho_{44}) + 2(\Psi \tilde{S}_2 - \tilde{S}_1) \text{Re}\{\rho_{12}\}, \quad (36)$$

Здесь $\Psi = (R_2/R_1)^2$, а \tilde{S}_k описывают широкие лоренцевские контуры при сканировании оптической отстройки δ :

$$\tilde{S}_1 = \frac{\gamma_{eg}^2}{\gamma_{eg}^2 + \delta^2}, \quad \tilde{S}_2 = \frac{\gamma_{eg}^2}{\gamma_{eg}^2 + (\delta - \Delta_e)^2}, \quad (37)$$

Слагаемые в (36), пропорциональные диагональным матричным элементам ρ_{nn} , описывают различные населенностные эффекты: насыщение оптических переходов, оптическую накачку подуровней. Последнее слагаемое в (36) связано с образованием зеэмановской когерентности ρ_{12} и может быть названо интерференционным, поскольку, как видно из (26), образуется только при совместном возбуждении оптическим полем переходов $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ или $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$, а также при одновременном возбуждении микроволновых переходов $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ и $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$.

Из (36) следует, что при равной силе возбуждения оптических переходов в двух Λ -схемах, т. е.

при $S_1 = \Psi S_2$, зеемановская когерентность не дает никакого вклада в спектроскопический сигнал. Это можно интерпретировать, как результат конкуренции схем Λ_1 и Λ_2 при возбуждении этой когерентности. Подобного рода конкуренция может приводить как к смене знака магнито-оптического резонанса (ЭИП ↔ ЭИА), так и к полному его исчезновению (качественное описание этого эффекта можно найти в работах [35, 38]).

В постановке задачи мы рассмотрели общий случай, когда $R_1 \neq R_2$. Однако для интересующего нас частного случая D₁-линии и при использовании только одной световой волны эти частоты можно положить равными. Действительно, для соотношения сил осцилляторов каких либо двух переходов $|F_{g1}, m_{g1}\rangle \rightarrow |F_{e1}, m_{e1}\rangle$ и $|F_{g2}, m_{g2}\rangle \rightarrow |F_{e2}, m_{e2}\rangle$ в реальной схеме уровней (рис. 1 а), используя формулы из квантовой теории углового момента атома [66], мы приходим к следующему выражению:

$$\frac{d_{e1g1}^2}{d_{e2g2}^2} = \frac{(2F_{e2} + 1)(2F_{g2} + 1)}{(2F_{e1} + 1)(2F_{g1} + 1)} \times \frac{\begin{pmatrix} F_{e2} & 1 & F_{g2} \\ -m_{e2} & q_2 & m_{g2} \end{pmatrix}^2}{\begin{pmatrix} F_{e1} & 1 & F_{g1} \\ -m_{e1} & q_1 & m_{g1} \end{pmatrix}^2} \times \frac{\begin{Bmatrix} J_e & F_{e2} & I_n \\ F_{g2} & J_g & 1 \end{Bmatrix}^2}{\begin{Bmatrix} J_e & F_{e1} & I_n \\ F_{g1} & J_g & 1 \end{Bmatrix}^2}, \quad (38)$$

где (...) и {...} есть 3j- и 6j-символы, соответственно, $J_{g,e}$ — угловые моменты электронной оболочки атома в основном («g») и возбужденном («e») состояниях, I_n — спин ядра атома, m_a — проекции полного углового момента F_a на

ось квантовая z в возбужденном ($a = e1, e2$) и основном ($a = g1, g2$) состояниях, причем m_a принимает значения $-F_a, -F_a+1, \dots, F_a$, q_i — сферическая компонента единичного вектора поляризации световой волны ($q = 0, \pm 1$). Для рассматриваемых переходов $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ и $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ следует положить: $I_n = 3/2, J_g = J_e = 1/2, F_{g1} = F_{g2} = 2, F_{e1} = 1, F_{e2} = 2, m_{g1} = m_{g2} = -1, m_{e1} = m_{e2} = 0, q_1 = q_2 = 1$. Тогда из (38) получаем $\Psi = 1$.

С учетом сказанного, из (36) видно, что при достаточно большом давлении буферного газа, когда $\gamma_{eg} \gg \Delta_e$ и $S_1 \approx \Psi S_2$, зеемановская когерентность ρ_{12} не дает вклада в спектроскопический сигнал. Именно этим объясняется практически полное отсутствие магнито-оптического резонанса ЭИП в ячейках с буферным газом при использовании линейно поляризованной волны (см. разд. 3), хотя в ячейках без буферного газа этот резонанс хорошо виден [67].

2.2. Скоростные уравнения

Помимо численных расчетов системы (22)–(28), которые будут представлены в следующем разделе, с точки зрения теории полезно рассмотреть модель скоростных уравнений. В этом случае пренебрегается зеемановской когерентностью в основном состоянии, т. е. элементами ρ_{12}, ρ_{21} . Ценность этого подхода в том, что такая модель, с одной стороны, приводит к достаточно компактному аналитическому выражению для показателя поглощения α , а с другой — позволяет понять степень влияния зеемановской когерентности на наблюдаемые резонансы путем простого сравнения результатов такой простой модели с расчетами на основе системы уравнений (22)–(28).

Скоростные уравнения содержат только населенности подуровней и имеют вид

$$(\Gamma + 2\Gamma S_\mu^{(1)} + 2\gamma_{eg} S_1 + 2\gamma_{eg} S_2) \rho_{11} = \frac{\Gamma}{3} + 2\Gamma S_\mu^{(1)} \rho_{00} + (\beta_{31} \gamma + 2\gamma_{eg} S_1) \rho_{33} + (\beta_{41} \gamma + 2\gamma_{eg} S_2) \rho_{44}, \quad (39)$$

$$(\Gamma + 2\Gamma S_\mu^{(2)} + 2\gamma_{eg} S_1 + 2\gamma_{eg} S_2) \rho_{22} = \frac{\Gamma}{3} + 2\Gamma S_\mu^{(2)} \rho_{00} + (\beta_{32} \gamma + 2\gamma_{eg} S_1) \rho_{33} + (\beta_{42} \gamma + 2\gamma_{eg} S_2) \rho_{44}, \quad (40)$$

$$(\Gamma + \gamma + 4\gamma_{eg} S_1) \rho_{33} = 2\gamma_{eg} S_1 (\rho_{11} + \rho_{22}), \quad (41)$$

$$(\Gamma + \gamma + 4\gamma_{eg} S_2) \rho_{44} = 2\gamma_{eg} S_2 (\rho_{11} + \rho_{22}), \quad (42)$$

$$\rho_{00} + \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1. \quad (43)$$

Нас, прежде всего, интересует режим, в котором микроволновое поле настроено в резонанс с магнито-дипольными переходами $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ и $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, а оптическое поле — с переходами $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Поэтому мы можем положить $\delta = \delta_\mu = 0$ и из (29) имеем

$$S_\mu^{(1)} = S_\mu^{(2)} = \frac{Q^2}{\Gamma^2 + \Omega^2} \equiv S_\mu. \quad (44)$$

В таком случае уравнения (39) и (40) симметричны относительно перестановки $\rho_{11} \leftrightarrow \rho_{22}$. Это означает, что $\rho_{11} = \rho_{22}$.

Далее мы рассмотрим приближения, вполне адекватные условиям наших экспериментов: $\Gamma \ll \gamma$ и $\gamma_{eg} S_{1,2} \ll \gamma$. Тогда из (41), (42) приходим к простому результату для населенностей возбужденных уровней, отражающий баланс между оптическим возбуждением со скоростью R^2/γ_{eg} и спонтанной релаксацией со скоростью γ :

$$\rho_{33} \approx \frac{4\gamma_{eg} S_1}{\gamma} \rho_{11} = \frac{4R_1^2}{\gamma\gamma_{eg}} \rho_{11}, \quad (45)$$

$$\rho_{44} \approx \frac{4\gamma_{eg} S_2}{\gamma} \rho_{11} = \frac{4\kappa R_2^2}{\gamma\gamma_{eg}} \rho_{11}, \quad (46)$$

где $\kappa = \gamma_{eg}^2 / (\gamma_{eg}^2 + \Delta_e^2) < 1$ — фактор, ослабляющий возбуждение уровня $|4\rangle$ из-за отстройки частоты светового поля от частоты переходов $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$, $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$, равной Δ_e .

Для населенностей подуровней основного состояния имеем

$$\rho_{11} = \rho_{22} \approx \frac{(1 + 6S_\mu)/3}{1 + 6S_\mu + 2\gamma_{eg}\tau\beta_{30}S_1 + 2\gamma_{eg}\tau\beta_{40}S_2}, \quad (47)$$

где $\tau = \Gamma^{-1}$ — время жизни анизотропии в основном состоянии атома. Населенность оставшегося подуровня может быть найдена по формуле $\rho_{00} = 1 - 2\rho_{11} - \rho_{33} - \rho_{44}$.

Из (46) и (45) видно, что в используемом приближении ($\gamma_{eg} S_{1,2} \ll \gamma$) населенности возбужденных уровней незначительны по сравнению с населенностями подуровней основного состояния, поэтому при анализе показателя поглощения α ими можно пренебречь. Окончательно из (36) при $\rho_{12} = 0$ и $\rho_{33}, \rho_{44} \ll \rho_{11}$ находим

$$\alpha \approx \frac{2(1 + \Psi\kappa)/3}{1 + 2\xi \frac{\beta_{30} + \beta_{40}\Psi\kappa}{1 + 6S_\mu}}, \quad (48)$$

где введен пролетный параметр насыщения для светового поля: $\xi = \gamma_{eg}\tau S_1 = R_1^2/\gamma_{eg}\Gamma \propto \tau I$. Из формулы

(48) следует ряд качественных свойств показателя поглощения. В частности, если отсутствует оптическая накачка на подуровень $|0\rangle$, что имеет место либо при $\beta_{30} = \beta_{40} = 0$, либо в отсутствии светового поля ($\xi = 0$), показатель поглощения вообще не зависит от полей, имеющихся в задаче, и всегда равен $\approx 2(1 + \Psi\kappa)/3$. Это значение интуитивно понятно. Действительно, если нет оптической накачки на подуровень $|0\rangle$, то его населенность остается такой же, как при равновесном распределении ($1/3$). Кроме того, населенности подуровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$ также равны по $1/3$ и сохраняются таковыми даже при наличие микроволнового и оптического поля, поскольку возбужденные подуровни существенно не заселены (при $\gamma_{eg} S_{1,2} \ll \gamma$). Тогда показатель поглощения α зависит только от населенностей подуровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$, т. е. остается таким же, как и при отсутствии полей. При этом $1/3 + 1/3 = 2/3$ — это вклад в α от поглощения на резонансных оптических переходах $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, тогда как $2\Psi\kappa/3$ — от поглощения на удаленных от точного резонанса переходах $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ и поэтому ослабленных на фактор κ .

Важно подчеркнуть, что пока нет оптической накачки атомов на уровень $|0\rangle$, резонансное микроволновое поле вообще не оказывает какого-либо эффекта на поглощение световой волны, поскольку при одинаковых населенностях подуровней $|0\rangle$, $|1\rangle$ и $|2\rangle$ (все они равны $1/3$) микроволновое поле не может перераспределить населенности этих подуровней в виду равенства вероятностей процессов вынужденного поглощения и вынужденного испускания атомом фотона микроволнового поля. Иными словами, при $\rho_{00} = \rho_{11} = \rho_{22}$ микроволновые когерентности не образуются, что видно из уравнений (14) и (15). Поэтому в задачах, связанных с ДРОР, световое поле используется не только в качестве пробного излучения, но и в качестве накачки для создания неравновесного распределения по уровням энергии в основном состоянии атома.

Из (48) также следует, что возрастание интенсивности световой волны (I) или увеличение времени взаимодействия атомов с полем (τ) приводит к уменьшению показателя поглощения, т. е. среда просветляется, что, очевидно, является следствием оптической накачки на невзаимодействующий со светом уровень $|0\rangle$. Микроволновое же поле действует обратным образом: рост его интенсивности вызывает увеличение показателя поглощения. Это происходит из-за того, что все большее количество атомов возвращается с уровня $|0\rangle$ обратно на уровни $|1\rangle$ и $|2\rangle$, с которыми взаимодействует световое поле. По-

следний процесс продолжается до тех пор, пока населенности всех подуровней основного состояния не будут одинаковыми — наступает насыщение микроволновых переходов и показатель поглощения приобретает то же значение, что и в пределе слабых полей ($\approx 2(1+\Psi\kappa)/3$).

При сканировании магнитного поля (частоты Лармора Ω , входящей в S_μ) выражение (48) описывает резонансную структуру, напоминающую лоренцевский контур. При этом поглощение в центре ($\Omega = 0$) всегда больше, чем на крыльях резонанса ($\Omega \gg \Gamma$). Для упрощения, положим $\beta_{30} = \beta_{40}$. Рутинные вычисления дают следующее выражение для амплитуды резонанса:

$$A = \frac{8\beta_{30}(1 + \Psi\kappa)^2 \xi \xi_\mu}{[1 + 2\beta_{30}(1 + \Psi\kappa)\xi][1 + 2\beta_{30}(1 + \Psi\kappa)\xi + 6\xi_\mu]}, \quad (49)$$

где $\xi_\mu = S_\mu(\Omega = 0) = Q^2/\Gamma^2$ — параметр насыщения для микроволнового поля в точном резонансе. Полная ширина резонанса на полувысоте (FWHM) есть

$$\text{FWHM} = 2\Gamma \sqrt{1 + \frac{6\xi_\mu}{1 + 2\beta_{30}(1 + \Psi\kappa)\xi}}. \quad (50)$$

При отсутствии оптической накачки на уровень $|0\rangle$, что имеет место при $\beta_{30} = \beta_{40} = 0$ или $\xi = 0$ в (48), магнитооптический резонанс также отсутствует, поэтому выражение для ширины резонанса имеет смысл только при ненулевых β_{30} и ξ . При слабом оптическом излучении приходим к хорошо известному результату [51], отражающему уширение магнитооптического резонанса микроволновым полем:

$$\text{FWHM} \approx 2\sqrt{\Gamma^2 + 6Q^2}. \quad (51)$$

При относительно слабом микроволновом излучении ($Q^2 \ll \Gamma^2$) зависимость ширины резонанса от его мощности, т. е. от Q^2 , становится линейной [47, 51]: $\text{FWHM} \approx 2\Gamma + (6Q^2/\Gamma)$.

Из формулы (50) следует эффект сужения магнитооптического резонанса с ростом интенсивности светового поля (I) или времени когерентного взаимодействия атомов с лазерным полем (τ), поскольку $\xi \sim \tau I$. Очевидно, что это является следствием накачки атомов на нерезонансный уровень, так как из (50) видно, что этот эффект тем меньше, чем меньше β_{30} . Похожий эффект сужения был предсказан теоретически в работе [68] для резонансов КПН в открытой Λ -схеме. Отметим, что формула (50) не отражает «обычного» полевого уширения магнитооптического резонанса, которое имеет место в ханле-спектроскопии (см., например, [20]). Это связано с тем, что приближение скоростных уравнений

не учитывает этот эффект, который тесно связан с зеемановской когерентностью (см. обсуждение формулы 31).

2.3. Численные расчеты

В этом разделе мы проиллюстрируем зависимость (49) и (50) от интенсивностей полей графически, а также сравним их с результатами численных расчетов системы (22)–(28), учитывающей зеемановскую когерентность. Для этого зададим значения некоторых ключевых параметров, которые не будут меняться во всех расчетах (в единицах скорости спонтанной релаксации γ). В частности, сверхтонкое расщепление возбужденного состояния, Δ_e ,

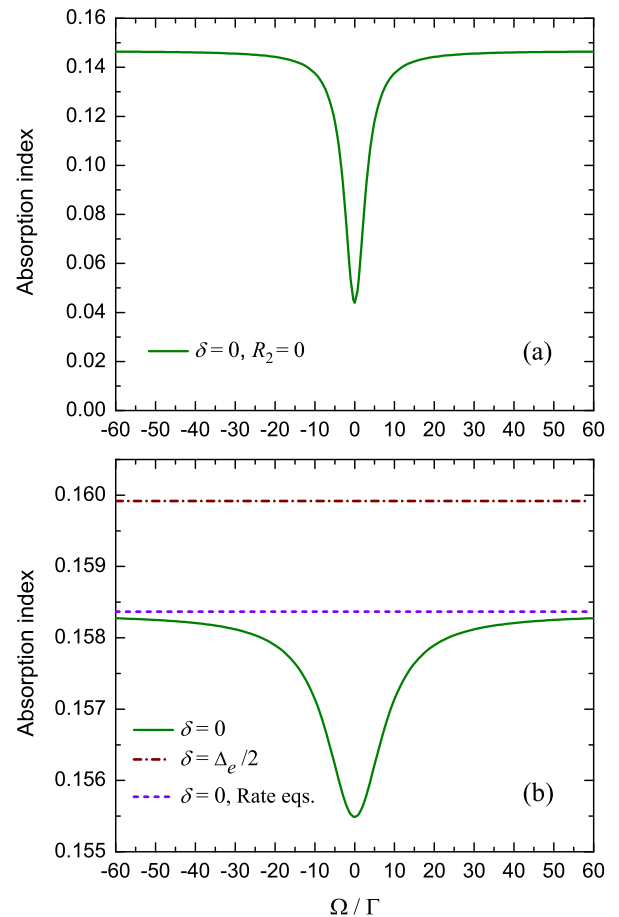


Рис. 2. (Цветной онлайн) Расчет магнитооптического резонанса в отсутствие микроволнового поля: а — при возбуждении только Λ_1 -схемы, $R_1 = 0.2\gamma$, $R_2 = 0$; б — при возбуждении обеих Λ -схем, $R_2 = R_1 = 0.2\gamma$. На графиках указаны значения оптической отстройки частоты δ . Остальные параметры: $Q = 0$, $\delta_\mu = 0$, $\beta_{3j} = \beta_{4j} = 1/3$ ($j = 0, 1, 2$). «Rate eqs.» означает, что решение получено на основе приближения скоростных уравнений (48)

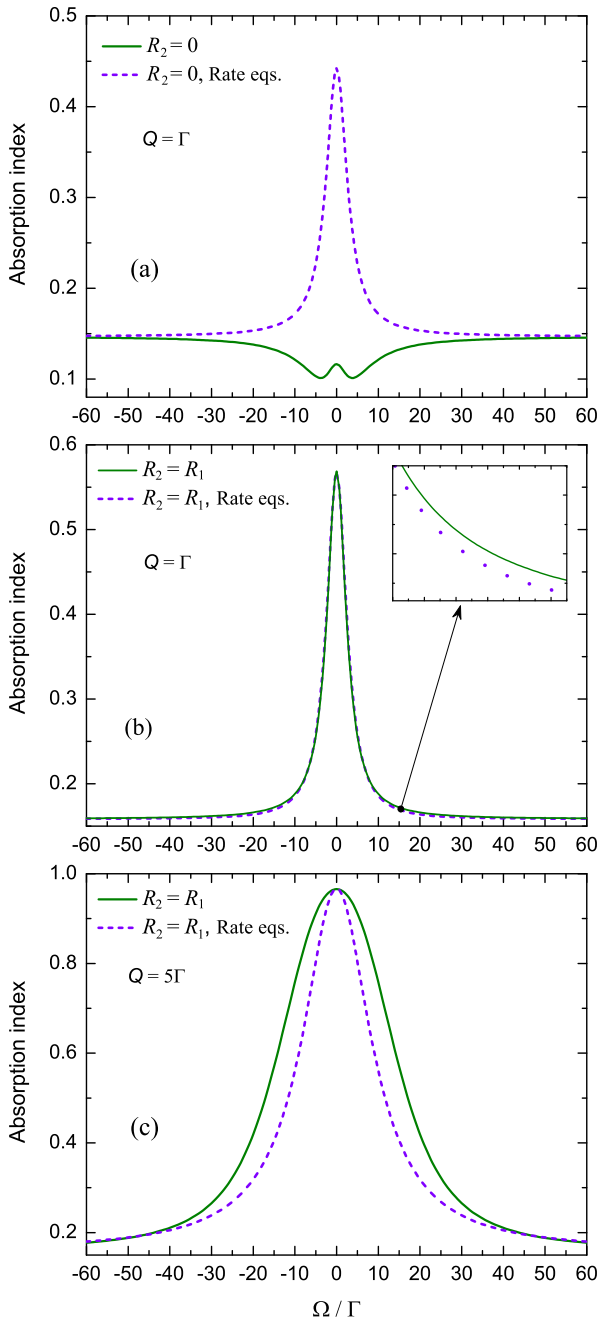


Рис. 3. (Цветной онлайн) Теоретический расчет магнитооптического резонанса с учетом микроволнового поля: *a* — при возбуждении только Λ_1 -схемы, $R_2 = 0$; *b* и *c* — при возбуждении обеих Λ -схем, $R_2 = R_1 = 0.2\gamma$. На графиках приведены значения частоты Раби для микроволнового поля (в единицах Γ). Остальные параметры: $\delta = \delta_\mu = 0$, $\beta_{3j} = \beta_{4j} = 1/3$ ($j = 0, 1, 2$). «Rate eqs.» означает, что решение получено на основе приближения скоростных уравнений (48)

примем равным $\approx 150\gamma$ [69]. При давлении буферного газа, которое мы используем в эксперименте (около 95 Торр аргона), с учетом значения коэффи-

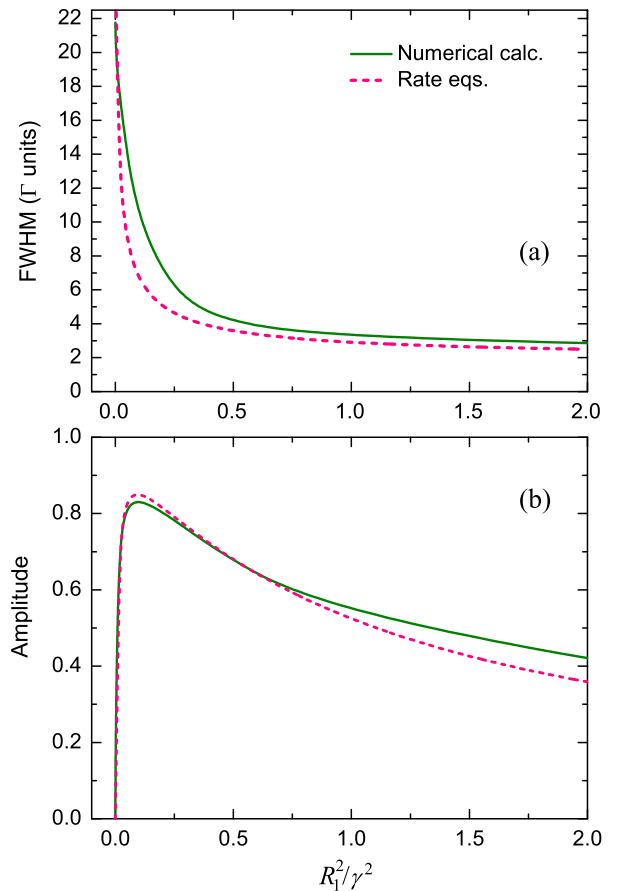


Рис. 4. (Цветной онлайн) Расчет полной ширины (*a*) и амплитуды (*b*) магнитооптического резонанса в зависимости от квадрата частоты Раби для оптического поля в единицах γ^2 (R_1^2 пропорциональна интенсивности световой волны). Значения параметров: $Q = 5\Gamma$, $\Psi = 1$, $\delta = \delta_\mu = 0$, $\beta_{3j} = \beta_{4j} = 1/3$ ($j = 0, 1, 2$). «Rate eqs.» — согласно решениям (49) и (50), полученным на основе приближения скоростных уравнений

циента столкновительного уширения, равного примерно 18 МГц/Торр [70], примем скорость столкновительной релаксации $\gamma_c \approx 150\gamma$, определяемой в нашем случае как полуширина на полувывсоте. Используя данные и формулы из [50, 55, 71], получаем следующую оценку скорости релаксации основного состояния к изотропному распределению населенностей по подуровням (при световом пучке диаметром около 5 мм): $\Gamma \approx 5 \times 10^{-5}\gamma$. Все расчеты мы будем выполнять при условии $\delta_\mu = 0$, а также при равенстве всех коэффициентов ветвления: $\beta_{3j} = \beta_{4j} = 1/3$ (здесь $j = 0, 1, 2$).

Сначала мы приведем ряд графиков для самих магнитооптических резонансов. На рис. 2 приведены резонансы в случае, когда микроволновое по-

ле отсутствует. Если нет конкуренции между двумя Λ -схемами, а резонансное световое поле возбуждает только одну из них, то на графике (рис. 2 *a*) виден типичный резонанс ЭИП, связанный с явлением КПН и зеемановской когерентностью ρ_{12} в формуле (36). Если световая волна действует на двойную Λ -схему (рис. 2 *b*), то амплитуда резонанса ЭИП резко уменьшается (примерно в 30 раз для рассмотренного случая). Такое поведение резонанса можно рассматривать как результат конкуренции схем Λ_1 и Λ_2 за формирование зеемановской когерентности в основном состоянии. При этом на рис. 2 *b* (сплошная кривая) резонанс ЭИП не пропал совсем, поскольку при $\delta = 0$ наиболее эффективно возбуждается лишь одна из двух Λ -схем. Однако, если возбуждение оптических переходов в двух Λ -схемах уравновесить введением оптической отстройки $\delta = \Delta_e/2$, то резонанс исчезает совсем (штрих-пунктирная линия на рис. 2 *b*). Такое поведение было предсказано в разд. 2.1 при анализе выражения (36), поскольку в этом случае $\tilde{S}_1 = \Psi \tilde{S}_2$ и вклад от зеемановской когерентности ρ_{12} пропадает. Естественно, что приближение скоростных уравнений, на основе которого было получено аналитическое решение (48), также не демонстрирует никакого резонанса (штриховая линия на рис. 2 *b*), поскольку в этом приближении источником резонанса является совместное действие оптического и микроволнового полей, а последнее отсутствует в приведенных расчетах.

Следующая серия резонансов приведена при учете микроволнового поля (рис. 3). На рис. 3 *a* представлены резонансы при возбуждении только Λ_1 -схемы. Отсутствие зеемановской когерентности — решение в виде (48) — приводит к наблюдению резонанса в виде пика поглощения с относительно высокой амплитудой (штриховая кривая). Этот резонанс имеет много общего с сигналами, наблюдаемыми в ДРОР-спектроскопии. Отличие лишь в том, что в ДРОР-спектроскопии для наблюдения резонансов обычно сканируется частота микроволнового поля, тогда как в нашем случае — величина продольного магнитного поля. Это поле приводит к появлению эффективной частотной отстройки от переходов $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ и $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, равной, соответственно, $\mp \Omega$. При учете же зеемановской когерентности (рис. 3 *a*, сплошная линия) наблюдается двойная структура резонанса: на фоне широкого провала наблюдается узкий пик. Это результат наложения двух различных резонансных структур. Первая структура, в виде провала в поглощении, связана с образованием зеемановской когерентности, т. е. с эффектом Ханле (рис. 2 *a*), тогда как вторая — пик, связанный

с ДРОР. Эти резонансы имеют различные амплитуды и ширину. В частности, если ДРОР уширяется только микроволновым полем, то в уширение Ханле резонанса вносят вклад оба поля (оптическое и микроволновое).

На рис. 3 *b* приведены резонансы при возбуждении обеих Λ -схем, как в реальных условиях нашего эксперимента. Из рисунка видно, что резонанс, рассчитанный с учетом эффекта Ханле, и резонанс, полученный без его учета на основе скоростных уравнений — практически полностью совпадают. Это значит, что в рассмотренном случае конкуренция двух Λ -схем сводит практически на нет влияние эффекта Ханле, тогда как эффект от ДРОР стал даже больше. Последнее обстоятельство связано с тем, что теперь обе Λ -схемы дают однонаправленный вклад в общий магнитооптический резонанс. Однако при некоторых других параметрах зеемановская когерентность все же может отражаться на форме резонанса, что продемонстрировано на рис. 3 *c*.

Проанализируем поведение амплитуды и ширины магнитооптического резонанса в зависимости от интенсивностей полей. На рис. 4 и 5 приведены соответствующие зависимости, полученные численным решением системы (22)–(28), учитывающей эффект Ханле в основном состоянии (сплош. кривые), а также зависимости, построенные согласно полученным аналитическим формулам (49) и (50) (штрих.). В частности, на рис. 4 *a* виден эффект сужения магнитооптического резонанса: с увеличением интенсивности световой волны ширина уменьшается, стремясь к минимально возможному значению, равному 2Γ . Такое поведение резонанса при относительно малых интенсивностях световой волны (~ 1 мВт/см²) нетипично как для резонансов Ханле [13, 72, 73] и других резонансов, связанных с КПН [74–76], так и для эффекта ДРОР [51, 77]. Как правило, в ячейках с буферным газом для всех этих резонансов наблюдается зависимость ширины от интенсивности светового поля, близкая к линейной. В нашем случае эффект сужения можно объяснить особенностью формирования магнитооптического резонанса в системе, которая является закрытой в нулевом магнитном поле ($\Omega = 0$) и становится открытой при включении этого поля ($\Omega \gg \Gamma$). Такая связь открытости и эффекта сужения была отмечена выше при анализе формулы (50). Отметим, что во многих других схемах при наблюдении резонансов Ханле или ДРОР система уровней энергии в атоме, как правило, не переходит из открытой в закрытую при сканировании соответствующего параметра (величины магнитного поля, как в ханле-спектроскопии, или

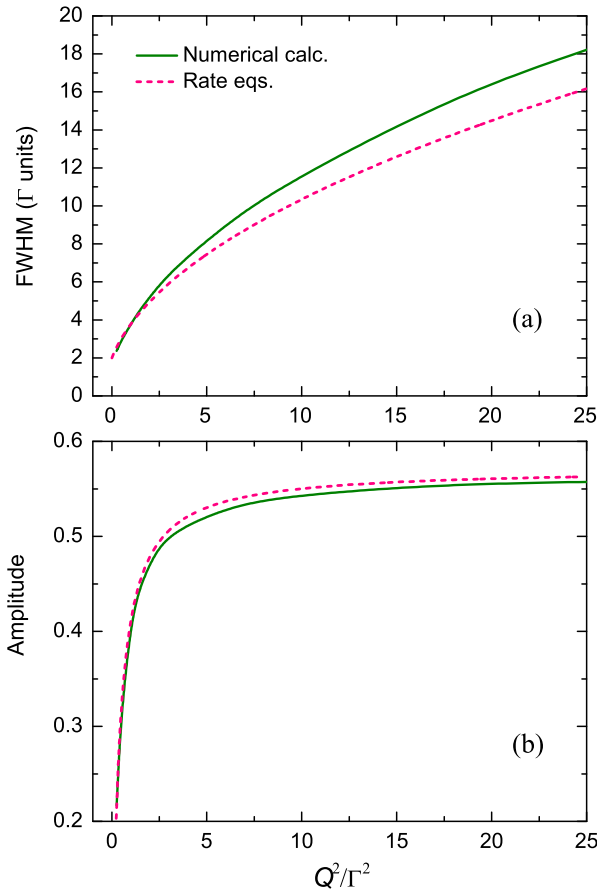


Рис. 5. (Цветной онлайн) Расчет полной ширины (а) и амплитуды (б) магнитооптического резонанса в зависимости от квадрата частоты Раби для микроволнового поля в единицах Γ^2 (Q^2 пропорциональна интенсивности микроволновой волны). Значения параметров: $R_1 = R_2 = 0.1 \gamma$, $\delta = \delta_\mu = 0$, $\beta_{3j} = \beta_{4j} = 1/3$ ($j = 0, 1, 2$). «Rate eqs.» — согласно решениям (49) и (50), полученным на основе приближения скоростных уравнений

частоты радиочастотного или микроволнового поля, как в спектроскопии ДРОР). Кроме того, влияние открытости системы уровней на особенности полевого уширения различных нелинейных резонансов была отмечена и ранее, например в работах [25, 78].

Интересным представляется сравнение эффекта сужения в нашем эксперименте с некоторыми другими эффектами, которые наблюдались в других работах и приводили к похожим зависимостям ширины резонанса от интенсивности световой волны. Так, в работе [79] исследовались резонансы Ханле в стандартной схеме с использованием линейно поляризованного пучка в ячейке без буферного газа и антирелаксационного покрытия стенок. Авторы этой работы связали эффект сужения с насыщением оп-

тических переходов, при котором происходит значительное заселение возбужденного состояния в атоме. В нашем же случае эффект сохраняется, даже если полностью пренебречь населенностями уровней ρ_{33} и ρ_{44} в возбужденном состоянии. В другой работе [47] наблюдался эффект сужения ДРОР в рубидиевой ячейке с буферным газом при небольшой интенсивности света, переходящий в обычное уширение с ростом интенсивности. Авторы этой работы связывают такое поведение ширины резонанса с конкуренцией между обычным полевым уширением и светоиндуцированным сужением резонанса [80] из-за оптической накачки значительной части атомов на крайний зеемановский подуровень основного состояния с помощью циркулярно поляризованного света. В наших экспериментах такая накачка не имеет места, поскольку атомы взаимодействуют с линейно поляризованным светом.

В отличие от ширины, амплитуда резонанса ведет себя немонотонным образом и имеет максимум при некоторой интенсивности (рис. 4 б), убывая при больших интенсивностях светового поля по закону

$$A(\xi \gg 1, \xi_\mu \sim 1) \approx 2\xi_\mu/\xi.$$

Исчезновение резонанса с ростом ξ может быть объяснено оптической накачкой всех атомов на уровень $|0\rangle$, находясь на котором атомы не взаимодействуют с оптическим полем. Положение экстремума может быть найдено из (49):

$$\frac{R_1'^2}{\gamma^2} = \frac{\gamma_{eg}\sqrt{\Gamma^2 + 6Q^2}}{2\beta_{30}\gamma^2(1 + \Psi\kappa)}. \quad (52)$$

В частности, при параметрах, использованных для рис. 4 б, находим положение максимума: $R_1'^2/\gamma^2 \approx 0.1$. Как видно из полученного выражения, рост интенсивности (Q^2) микроволнового поля равно как и увеличение давления (γ_{eg}) буферного газа смещает положение максимума в область больших интенсивностей световой волны.

С ростом интенсивности микроволнового поля магнитооптический резонанс испытывает полевое уширение, подчиняющееся корневому закону (рис. 5 а), известному ранее из экспериментов по наблюдению ДРОР (например, [51, 81]). Зависимость амплитуды резонанса демонстрирует резкий рост в области малых значений интенсивности микроволнового поля, тогда как при больших интенсивностях выходит на некоторое постоянное значение (см. также [51]). Это связано с тем, что с увеличением Q наступает насыщение микроволновых переходов $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ и $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, в ходе которого населенности под-

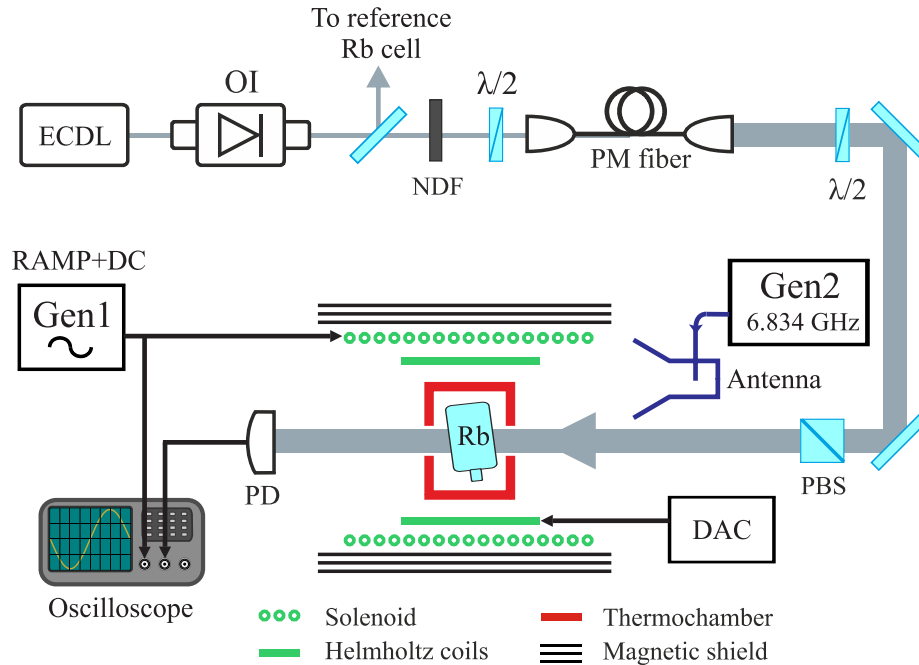


Рис. 6. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. Пояснения приведены в тексте

уровней основного состояния выравниваются и более не изменяются с дальнейшим ростом Q . В частности, для максимального значения Q на рис. 5 b ($Q = 5 \Gamma$) численные расчеты дают следующие значения для населенностей подуровней основного состояния: $\rho_{11} = \rho_{22} \approx 0.330$, $\rho_{00} \approx 0.339$, то есть отличие составляет менее 3%.

В целом на основе рис. 4 и 5 можно сделать вывод, что приближение скоростных уравнений достаточно хорошо описывает представленные зависимости. Это означает, что в нашем случае эффект ДРОП превалирует над эффектом Ханле при наблюдении магнитооптических резонансов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

На рис. 6 приведена схема экспериментальной установки для наблюдения магнитооптических резонансов, в которой используется лазерный диод EYP-RWE-780 (Eagleyard Photonics) с просветленной выходной гранью и внешним резонатором (ECDL) в геометрии Литтрова [82], настроенный на длину волны ≈ 795 нм (D_1 -линия ^{87}Rb) с шириной линии генерации менее 1 МГц. Перестройка длины волны излучения осуществляется с помощью дифракционной решетки, перемещаемой по углу посредством низковольтной пьезокерамики. Оптическая частота излучения стабилизируется методом

частотно-модуляционной спектроскопии по дополнительной реперной ячейке, куда отводится часть лазерного пучка, который модулируется на несущей частоте 20 МГц с помощью фазового электрооптического модулятора (ЭОМ). Реперная ячейка содержит пары ^{87}Rb без буферного газа, поэтому все сверхтонкие компоненты основного и возбужденного состояний спектрально разрешаются, что позволяет привязывать частоту излучения к любому из четырех оптических переходов в D_1 линии с помощью стандартной техники субдоплеровской спектроскопии. Эксперименты проводились при настройке световых волн в резонанс с переходом $^2S_{1/2}, F_g = 2 \rightarrow ^2P_{1/2}, F_e = 1$ (см. рис. 1 a).

Излучение лазера проходит через оптический изолятор Фарадея (OI) для устранения влияния паразитных обратных отражений. Нейтральные фильтры (NDF) позволяют регулировать оптическую мощность. С помощью фазовой полуволновой пластинки ($\lambda/2$) линейная поляризация излучения согласовывается с быстрой осью оптического волокна с сохранением поляризации (PM fiber). После прохождения волокна с помощью линзы коллиматора диаметр пучка увеличивается до ≈ 5 мм (по уровню $1/e^2$). Поляризационный светоделительный кубик (PBS) используется в качестве поляризатора для улучшения качества линейной поляризации излучения перед ячейкой.

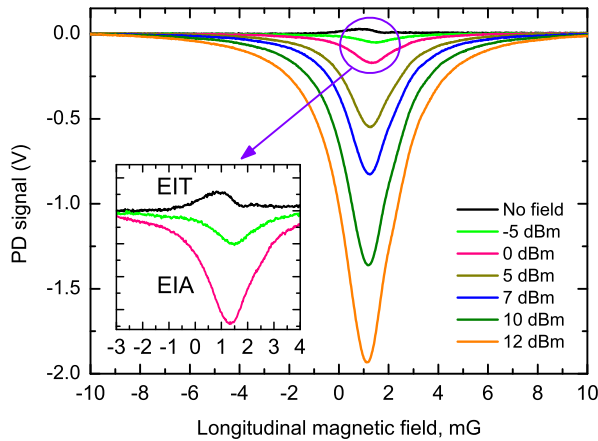


Рис. 7. (Цветной онлайн) Магнитооптический резонанс, наблюдающийся при настройке частоты линейно поляризованной световой волны вблизи перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ в D_1 -линии ^{87}Rb при различных значениях мощности СВЧ генератора: без поля, -5, 0, 5, 7, 10 и 12 дБм, начиная от верхней части рисунка. Мощность световой волны составляет 21 мкВт. Постоянная подложка (фон) на всех графиках устранена. На вставке приведены увеличенные изображения резонансов в отсутствии микроволнового поля (ЭИП), а также при мощности этого поля, равной -5 и 0 дБм (ЭИА)

Ячейка, исследуемая в настоящем эксперименте для наблюдения магнитооптических резонансов и изготовленная из боросиликатного стекла, имеет форму куба с размерами $5 \times 5 \times 5 \text{ мм}^3$ и содержит изотопически чистые пары ^{87}Rb с добавлением буферного газа (аргон, давление около 95 Торр). Ячейка нагревается с помощью тонких резистивных нагревательных элементов из металлизированного полиимида, которые приклеены к граням ячейки. Медные дорожки на нагревательных элементах нанесены таким образом, чтобы по соседним дорожкам электрический ток протекал в противоположных направлениях. При этом для нагрева используется переменный ток с частотой 100 кГц. Эти меры позволяют исключить заметное влияние магнитного поля от нагревательных элементов на наблюдаемые магнитооптические резонансы. Кроме нагревательного элемента к корпусу ячейки был приклеен NTC терморезистор с выводами, не содержащими магнитных материалов.

Ячейка помещалась в пластмассовый каркас с двумя парами катушек Гельмгольца, питаемых двухканальным цифровым источником стабильного тока (ДАС) и применяемых для компенсации остаточного поперечного магнитного поля. Каркас помещался в теплоизоляционный кожух, где с помощью

стандартного контроллера температуры поддерживалась температура ячейки около 60°C . Теплоизоляционный кожух размещался внутри соленоида продольного поля диаметром 70 мм и длиной 310 мм. Для наблюдения резонансов поле соленоида сканировалось с помощью функционального генератора (Gen 1) на частоте 5 Гц. Соленоид и ячейка помещены в двухслойный цилиндрический экран с внешним диаметром 140 мм и длиной 250 мм, изготовленный из пермаллоя толщиной 1.6 мм. Магнитный экран после изготовления был размагничен с использованием вакуумной печи.

Микроволновое поле внутри ячейки формировалось с помощью антенны, функцию которой выполнял стандартный коаксиально-волноводный переход с сечением волновода $35 \times 15 \text{ мм}$, размещенный на небольшом расстоянии от торцевой (открытой) части магнитного экрана. Коаксиально-волноводный переход питался СВЧ генератором (Gen 2), выходная мощность которого регулировалась с помощью встроенного ступенчатого аттенюатора. Лазерное излучение на выходе из ячейки регистрировалось с помощью фотоприемника (PD) на основе фотодиода с трансимпедансным усилителем.

На рис. 7 приведены магнитооптические резонансы при различной мощности СВЧ генератора. Все графики смещены по оси «х» примерно на одну и ту же величину около 1 мГс, что связано с наличием в ячейке остаточного магнитного поля вдоль светового пучка (по этой оси остаточное поле не скомпенсировано). В отсутствие микроволнового излучения наблюдается ЭИП резонанс с крайне малой амплитудой (см. вставку), который связан с остаточным проявлением ЭХОС (как и на рис. 2 b). Знак резонанса меняется, а его амплитуда возрастает в десятки раз при включении микроволнового поля — этот резонанс связан с эффектом ДРОП (см. расчет на рис. 3 b).

Рис. 8 отражает зависимость параметров резонанса от СВЧ мощности (здесь и далее сплошные кривые — это сплайны, проведенные для удобства восприятия экспериментальных данных). В частности, амплитуда и ширина увеличиваются с увеличением мощности СВЧ сигнала, как и в теоретическом расчете на рис. 5. Хотя из сравнения графиков видны отличия в характере роста, например, в теории ширина растет по корневому закону (рис. 5 a), тогда как в эксперименте — более сложным образом: быстрый рост ширины в области малой СВЧ мощности и более плавный рост в области повышенной СВЧ мощности (рис. 8a). Кроме того, в отличие от расчетной кривой для амплитуды резонанса

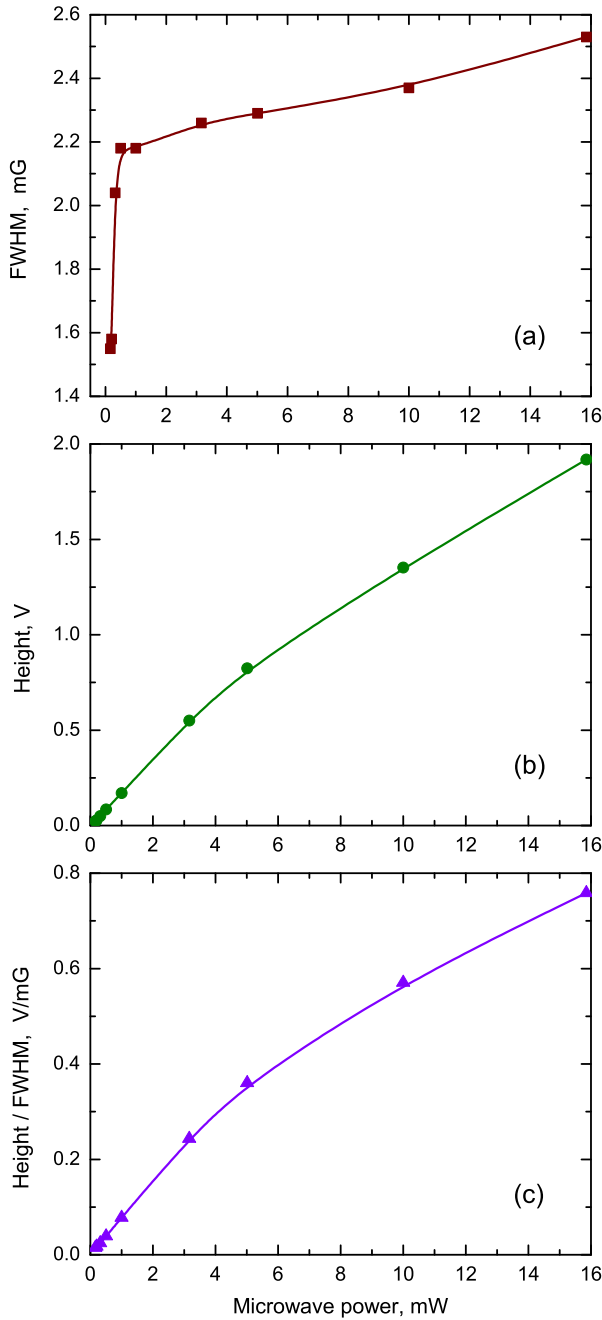


Рис. 8. (Цветной онлайн) Параметры магнитооптического резонанса в зависимости от мощности СВЧ генератора: *a* — полная ширина, *b* — амплитуда, *c* — отношение амплитуда/ширина. Мощность световой волны 21 мкВт

(рис. 5 *b*), которая демонстрирует выход зависимости на «насыщение», в эксперименте амплитуда не достигает насыщения, что может быть следствием недостаточной мощности СВЧ генератора (подобного рода насыщение наблюдалось и ранее для эффекта ДРОР [51]). Параметр амплитуда/ширина может служить характеристикой качества резонанса, опре-

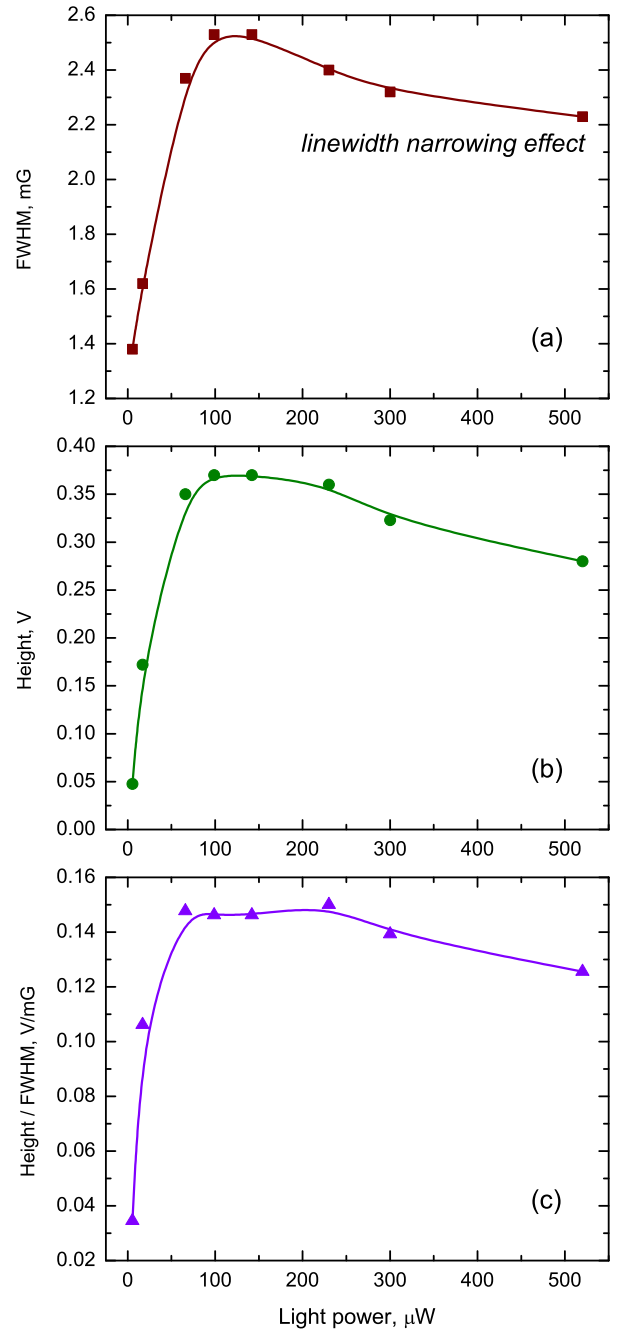


Рис. 9. (Цветной онлайн) Параметры магнитооптического резонанса в зависимости от мощности световой волны: *a* — полная ширина, *b* — амплитуда, *c* — отношение амплитуда/ширина. Мощность СВЧ генератора 0 дБм (1 мВт)

деляющей чувствительность измерений магнитного поля с помощью используемой техники. Из рис. 8 *c* следует, что в области использованных нами мощностей СВЧ сигнала этот параметр увеличивается.

Изображенные на рис. 8 зависимости не обладают экстремумами, а возрастают монотонно. На рис. 9, где эти же параметры резонанса приведены в

их зависимости от мощности световой волны, напротив, наблюдаются выраженные экстремумы, определяющие оптимальное значение оптической мощности. Поведение амплитуды резонанса от оптической мощности в нашем эксперименте находится в хорошем качественном согласии с предсказаниями теории (ср. рис. 9 *b* и рис. 4 *b*). Однако между данными эксперимента и расчетами имеются расхождения для поведения ширины резонанса в области малых оптических мощностей (ср. рис. 9 *a* и рис. 4 *a*). Между тем, как и теория, эксперименты также подтверждают наличие эффекта сужения резонанса (начиная с ≈ 150 мкВт) вместо ожидаемого полевого уширения, как это обычно происходит в стандартных схемах по наблюдению ДРОР [51].

Выявленные отличия экспериментальных данных и предсказаний теории можно отнести к ограниченности используемой теоретической модели. Действительно, помимо богатой зеэмановской структуры уровней энергии (см. рис. 1 *a*), в реальном атоме под действием микроволнового поля с произвольной поляризацией образуются зеэмановские когерентности не только между подуровнями с магнитными квантовыми числами $\Delta m_g = 2$, как было рассмотрено в настоящей работе, но также между соседними магнитными подуровнями, для которых $\Delta m_g = 1$. Естественно ожидать, что количественно параметры резонанса будут испытывать изменения в зависимости от поляризации микроволнового излучения. Кроме того, в нашей модели среда предполагается оптически тонкой, чтобы не учитывать изменение интенсивности при распространении через ячейку. Таким образом, более точные расчеты могли бы устранить имеющиеся расхождения. Однако такие расчеты представляют значительно более сложную задачу и выходят за рамки настоящей работы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано поглощение световой волны в парах ^{87}Rb с использованием комбинации двух спектроскопических методов: метода Ханле и метода двойного радиооптического резонанса (ДРОР). А именно, линейно поляризованная световая волна возбуждает оптические электро-дипольные переходы в D_1 -линии; для наблюдения резонанса сканируется магнитное поле, направленное параллельно волновому вектору. Помимо оптического поля, на атом действует также микроволновое излучение, резонансное магнито-дипольным переходам между уровнями основного состояния $F_g = 1$ и $F_g = 2$. При пересечении магнитных подуровней (около нулевого

значения магнитного поля) в такой схеме возможно одновременное проявление эффекта Ханле в основном состоянии (ЭХОС) и эффекта ДРОР.

Проведенные исследования показывают, что на формирование магнитооптического резонанса преимущественное влияние оказывает эффект ДРОР, а не эффект Ханле. Это связано с тем, что в ячейке имеется буферный газ такого давления, что сверхтонкое расщепление уровней в возбужденном состоянии атома спектрально не разрешается. Поэтому одновременно возбуждаются два оптических перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ и $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$. Эти переходы являются переходами «темного» типа [83], т. е. при их селективном возбуждении должны наблюдаться магнитооптические резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [84], связанные с явлением когерентного пленения населенностей (КПН). Однако в условиях сильного столкновительного уширения оптических переходов ханле-резонансы практически полностью подавлены из-за «конкуренции» ортогональных КПН-состояний, формируемых на уровне $F_g = 2$ оптическим полем.

В экспериментах в отсутствие микроволнового поля амплитуда магнитооптического резонанса ЭИП, связанного с эффектом Ханле, крайне мала. При включении микроволнового поля амплитуда резко возрастает, а сам резонанс меняет знак — наблюдается электромагнитно-индуцированная абсорбция (ЭИА), связанная с эффектом ДРОР. Теоретические расчеты показывают, что при меньшем давлении буферного газа, когда оптические переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ и $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ возбуждаются селективно, эффекты Ханле и ДРОР могли бы конкурировать друг с другом, что привело бы к существенно меньшей амплитуде результирующего резонанса. Таким образом, столкновительное уширение оптических переходов подавляет один эффект (Ханле), позволяя проявиться другому (ДРОР).

Помимо результатов численных расчетов, в настоящей работе были получены аналитические выражения для показателя поглощения световой волны и параметров магнитооптических резонансов. Некоторые зависимости согласуются с теми, что наблюдались ранее в стандартных схемах Ханле и ДРОР. Вместе с тем, был обнаружен и новый нелинейный эффект — светоиндуцированное сужение магнитооптического резонанса. Ранее уже были известны эффекты в газовых ячейках, приводящие к уменьшению ширины различных нелинейных резонансов (см., например, [25, 79], а также обзор [85]). Как показала теория, в нашем случае эффект сужения резонанса связан с открытостью системы

уровней, т. е. с оптической накачкой атомов на уровень энергии, не взаимодействующий с лазерным полем.

Исследованная схема возбуждения магнитооптических резонансов может быть использована в магнитометрии для создания квантовых сенсоров магнитного поля. Также ее можно использовать для измерения неоднородности распределения микроволнового поля в газовой ячейке (см., например, [86, 87]).

Финансирование. Экспериментальные работы выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-52-18004). Теоретические исследования выполнены при поддержке РНФ (грант № 23-12-00195).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. W. Wood and A. Ellett, Proceedings of the Royal Society of London. Series A **103**(722), 396 (1933).
2. W. Hanle, Z. Phys. **30**, 93 (1924).
3. G. Breit, Rev. Mod. Phys. **5**, 91 (1933).
4. G. Breit and I. S. Lowen, Phys. Rev. **46**, 590 (1934).
5. P. A. Franken, Phys. Rev. **121**, 508 (1961).
6. G. W. Series, Proc. Phys. Soc. **89**, 1017 (1966).
7. Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, Опт. спектр. **107**, 119 (2009) [D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, Opt. Spectrosc. **107**, 113 (2009)].
8. A. C. G. Mitchell and E. J. Murphy, Phys. Rev. **46**, 53 (1934).
9. Г. В. Маркова, М. П. Чайка, Опт. спектр. **17**, 319 (1964) [G. Markova and M. Chaika, Opt. Spectrosc. **17**, 170 (1964)].
10. P. Anantha Lakshmi and G. S. Agarwal, Phys. Rev. A **32**, 1643 (1985).
11. В. Т. Показаньев, Г. В. Скромцкий, УФН **107**, 623 (1972) [V. G. Pokozan'ev and G. V. Skrotskii, Sov. Phys. Usp. **15**, 452 (1973)].
12. W. Gawlik, D. Gawlik, and H. Walther, in *The Hanle Effect and Level-Crossing Spectroscopy*, ed. by G. Moruzzi and F. Strumia, Springer, New York (1991).
13. J.-C. Lehmann and C. Cohen-Tannoudji, C. R. Acad. Sci. (Paris) **245**, 4463 (1964).
14. Е. Б. Александров, А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, Опт. спектр. **23**, 282 (1967) [E. B. Aleksandrov, A. M. Bonch-Bruevich, and V. A. Khodovoi, Opt. Spectrosc. **23**, 151 (1967)].
15. J. Dupont-Roc, S. Haroche, and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Lett. A **28**, 638 (1969).
16. A. Kastler, Nucl. Instrum. Methods **110**, 259 (1973).
17. E. Alipieva, S. Gateva, and E. Taskova, Proc. SPIE **5449**, 336 (2004).
18. V. Shah, S. Knappe, P. D. D. Schwindt, and J. Kitching, Nat. Photonics **1**, 649 (2007).
19. S. Gateva et al., J. Optoelectron. Adv. M. **10**, 98 (2008).
20. V. Shah and M. V. Romalis, Phys. Rev. A **80**, 013416 (2009).
21. S. Pradhan et al., Rev. Sci. Instrum. **86**, 063104 (2015).
22. A. Papoyan et al., Appl. Opt. **55**, 892 (2016).
23. R. S. Grewal and M. Pattabiraman, Eur. Phys. J. D **70**, 219 (2016).
24. Y. Liu, X. Peng, H. Wang et al., Opt. Lett. **47**, 5252 (2022).
25. D. V. Brazhnikov et al., Phys. Rev. A **106**, 013113 (2022).
26. А. О. Макаров, Д. В. Бражников, А. Н. Гончаров, Письма в ЖЭТФ **117**, 509 (2023).
27. O. Alem et al., Phys. Med. Biol. **60**, 4797 (2015).
28. E. J. Pratt et al., Proc. SPIE **11700**, 1170032 (2021).
29. A. Fabricant et al., Sci. Rep. **11**, 1438 (2021).
30. E. Pflieger et al., Opt. Commun. **99**, 303 (1993).

31. N. Castagna and A. Weis, *Phys. Rev. A* **84**, 053421 (2011).
32. E. Breschi and A. Weis, *Phys. Rev. A* **86**, 053427 (2012).
33. С. А. Зибров, Я. О. Дудин, А. Г. Раднаев и др., *Письма в ЖЭТФ* **85**, 515-519 (2007) [S. A. Zibrov, Ya. O. Dudin, A. G. Radnaev et al., *JETP Lett.* **85**, 417 (2007)].
34. Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **91**, 694 (2010) [D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin et al., *JETP Lett.* **91**, 625 (2010)].
35. D. V. Brazhnikov et al., *Eur. Phys. J. D* **63**, 315 (2011).
36. I. S. Radojčić, M. Radonjić, M. M. Lekić et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 426 (2015).
37. D. V. Brazhnikov, S. M. Ignatovich, V. I. Vishnyakov et al., *Laser Phys. Lett.* **15**, 025701 (2018).
38. D. V. Brazhnikov, S. M. Ignatovich, A. S. Novokreshchenov, and M. N. Skvortsov, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **52**, 215002 (2019).
39. G. Le Gal, G. Lieb, F. Beato et al., *Phys. Rev. Appl.* **12**, 064010 (2019).
40. D. V. Brazhnikov, V. I. Vishnyakov, S. M. Ignatovich et al., *Appl. Phys. Lett.* **119**, 024001 (2021).
41. Shengran Su, Zhenyuan Xu, Xiang He et al., *Sensors* **23**, 3148 (2023).
42. K. Nasyrov, S. Cartaleva, N. Petrov et al., *Phys. Rev. A* **74**, 013811 (2006).
43. Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **83**, 71 (2006) [D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin et al., *JETP Lett.* **83**, 64 (2006)].
44. R. S. Grewal and M. Pattabiraman, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **48**, 085501 (2015).
45. G. Le Gal, L.-L. Rouve, and A. Palacios-Laloy, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 254001 (2021).
46. D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball et al., *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1153 (2002).
47. Y.-Y. Jau, A. B. Post, N. N. Kuzma et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 110801 (2004).
48. Е. Б. Александров, А. К. Вершовский, *УФН* **179**, 605 (2009) [E. B. Aleksandrov, A. K. Vershovskii, *Phys. Usp.* **52**, 573 (2009)].
49. T. Thiele, Y. Lin, M. O. Brown, and C. A. Regal, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 153202 (2018).
50. J. Vanier and C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, Adam Hilger, Bristol and Philadelphia (1989).
51. J. Vanier and C. Mandache, *Appl. Phys. B* **87**, 565 (2007).
52. J. Camparo, *Phys. Today* **60**, 33 (2007).
53. E. Batori, C. Affolderbach, M. Pellaton et al., *Phys. Rev. Applied* **18**, 054039 (2022).
54. A. Kastler, *J. Phys. Rad.* **11**, 255 (1950).
55. W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972).
56. M. Gharavipour, C. Affolderbach, S. Kang et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **723**, 012006 (2016).
57. A. Litvinov, G. Kazakov, B. Matisov, and I. Mazets, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41**, 125401 (2008).
58. Z. Hu, J. Deng, Y. Ma et al., *Chin. Phys. B* **19**, 074209 (2010).
59. Y. Ma, J. Deng, Z. Hu et al., *Chin. Opt. Lett.* **11**, 022701 (2013).
60. A. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, *Nuovo Cimento B* **36**, 5 (1976).
61. Y. Dancheva, G. Alzetta, S. Cartaleva et al., *Opt. Commun.* **178**, 103 (2000).
62. S. G. Rautian and A. M. Shalagin, *Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam (1991).
63. U. Volz and H. Schmoranzler, *Phys. Scripta* **1996**, 48 (1996).
64. B. J. Dalton and P. L. Knight, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **15**, 3997 (1982).
65. S. Mukamel, *Principals of Nonlinear Optical Spectroscopy*, Oxford University Press, New York (1995).

66. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, Москва (1977) [I. I. Sobel'man, *Introduction to the Theory of Atomic Spectra*, Pergamon Press, New York (1972)].
67. G. Alzetta et al., *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **3**, 181 (2001).
68. F. Renzoni, A. Lindner, and E. Arimondo, *Phys. Rev. A* **60**, 450 (1999).
69. G. P. Barwood, P. Gill, and W. R. C. Rowley, *Appl. Phys. B* **53**, 142 (1991).
70. G. A. Pitz, A. J. Sandoval, T. B. Tafoya et al., *J. Quant. Spectrosc. Ra.* **140** 18 (2014).
71. F. A. Franz, *Phys. Rev.* **139**, A603 (1965).
72. R. E. Slocum and B. I. Marton, *IEEE T. Magn.* **Mag-9**, 221 (1973).
73. S. Gozzini, L. Marmugi, A. Lucchesini et al., *Phys. Rev. A* **84**, 013812 (2011).
74. E. Arimondo, *Prog. Opt.* **35**, 257 (1996).
75. R. Wynands and A. Nagel, *Appl. Phys. B* **68**, 1 (1999).
76. S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 1545 (2001).
77. M. Pellaton, C. Affolderbach, G. Mileti et al., *IEEE Proceedings of European Frequency and Time Forum (EFTF)*, Neuchatel, Switzerland, June 22 — 26, 2014, pp. 554-557. DOI: 10.1109/EFTF.2014.7331561.
78. В. В. Васильев, В. Л. Величанский, С. А. Зибров и др., *ЖЭТФ* **139**, 883 (2011) [V. V. Vasil'ev, V. L. Velichanskii, S. A. Zibrov et al., *J. Exp. Theor. Phys.* **112**, 770 (2011)].
79. S. Gateva, E. Alipieva, and E. Taskova, *Phys. Rev. A* **72**, 025805 (2005).
80. S. Appelt, A. Ben-Amar Baranga, A. R. Young, and W. Happer, *Phys. Rev. A* **59**, 2078 (1999).
81. A. Risley, S. Jarvis Jr., and J. Vanier, *J. Appl. Phys.* **51**, 4571 (1980).
82. F. J. Duarte, in *Tunable Lasers Handbook*, edited by F. J. Duarte, Academic Press Inc., London (1995).
83. Д. Б. Лазебный и др., *ЖЭТФ* **148**, 1068 (2015) [D. B. Lazebnyi et al., *J. Exp. Theor. Phys.* **121**, 934 (2015)].
84. M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer et al., *Phys. Rev. A* **78**, 013417 (2008).
85. Y. Xiao, *Mod. Phys. Lett. B* **23**(5), 661 (2009).
86. A. Horsley, G.-X. Du, M. Pellaton et al., *Phys. Rev. A* **88**, 063407 (2013).
87. C. Affolderbach, G.-X. Du, T. Bandi et al., *IEEE T. Instrum. Meas.* **64**, 3629 (2015).