

01

Нелинейный магнитооптический резонанс в парах ^{87}Rb : влияние паразитных магнитных полей и интенсивности возбуждающего излучения на основные характеристики эффекта в ячейках с антирелаксационным покрытием

© Е.А. Алипиева¹, Е.Т. Таскова¹, Г.Ц. Тодоров¹, В.А. Полищук^{2,3}, Т.А. Вартамян²

¹ Институт электроники Болгарской академии наук,
1784 София, Болгария

² Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

³ Государственный университет ГУМРФ им. адм. С.О. Макарова,
198035 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: tigran.vartanyan@mail.ru

Поступила в редакцию 07.02.2019 г.

В окончательной редакции 07.02.2019 г.

Принята к публикации 15.03.2019 г.

Нелинейный эффект Ханле в современной литературе обычно рассматривают как частный случай когерентного пленения населенности (КПН) на вырожденных зеемановских подуровнях основного состояния атома. В связи с многочисленными приложениями этого эффекта форма, амплитуда и знак наблюдаемых резонансов, а также их зависимость от параметров возбуждения и геометрии наблюдения исследовались теоретически и экспериментально во многих работах. В ячейках с антирелаксационным покрытием чувствительность ханле-резонансов к параметрам эксперимента значительно возрастает, потому что атомный ансамбль сохраняет свою когерентность после большого числа столкновений со стенками ячейки. В предлагаемой работе основное внимание уделяется рассмотрению совместного влияния интенсивности возбуждающего излучения и паразитных магнитных полей на КПН-резонансы, наблюдаемые во флуоресценции. Теоретическое описание основано на численном решении алгебраической системы уравнений для матрицы плотности $\hat{\rho}$ в формализме неприводимых тензорных операторов. С использованием модифицированной разреженной матрицы системы визуализированы параметры, связывающие различные поляризаационные моменты в каждом уравнении. Путем численного моделирования установлено, что при изменении параметров возбуждающего излучения и атомной системы форма, ширина, амплитуда и знак нелинейных магнитооптических резонансов изменяются немонотонным образом. Представленные ниже теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в разнообразных условиях.

Ключевые слова: магнитооптический резонанс, паразитные магнитные поля, антирелаксационное покрытие, рубидий, щелочные металлы, атомарные пары.

DOI: 10.21883/OS.2019.09.48188.vv97

Введение

Нелинейные магнито-оптические резонансы, наблюдаемые во флуоресценции или поглощении при одностороннем резонансном возбуждении паров щелочных атомов, являются результатом интерференции магнитных подуровней основного состояния [1–3]. В современной трактовке этот эффект в зависимости от условия регистрации известен как когерентное пленение населенности (КПН) [4] в конфигурации Ханле [5] или электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) [6]. В данном случае когерентность, созданная на основном состоянии, переносится лазерным полем на верхний (излучающий) уровень.

При наложении магнитного поля, которое разрушает анизотропию возбуждения, во флуоресценции наблюдаются резонансы с шириной, определяемой временем

когерентности нижнего состояния [7,8]. Параметры этих резонансов — форма, амплитуда, знак и их зависимость от условий возбуждения и регистрации изучались как теоретически, так и экспериментально в многочисленных работах. В большинстве из них теоретическое описание основывалось на аналитическом решении оптических уравнений Блоха, как правило, в адиабатическом приближении. При этом учитывалась роль распределения атомов по скоростям [9–11], пространственная неоднородность интенсивности лазерного пучка [12–16], а также конверсия высокоранговых поляризаационных моментов [17–21].

В этом же приближении влияние паразитного магнитного поля на КПН-резонансы было исследовано в ячейках с парами щелочных металлов без покрытия. В работе [22] изучалось влияние дополнительного магнитного поля, направленного ортогонально циркулярно-

поляризованному лазерному лучу, на амплитуду КПН-резонанса. В недавней работе [23] было получено аналитическое решение, описывающее влияние поперечного магнитного поля на КПН-резонанс на переходе $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ при малой интенсивности возбуждающего лазерного излучения. В работах [24] и [11] было исследовано влияние поперечного магнитного поля на КПН-резонанс на переходе $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ линии D_1 ^{87}Rb для случаев возбуждения с линейной, круговой и эллиптической поляризацией лазерного излучения. Для этого же перехода в работе [25] экспериментально и теоретически было исследовано влияние поперечных магнитных полей на сигнал поглощения для разных поляризаций возбуждающего лазерного излучения.

Спонтанное излучение приводит к переносу населенности и зеемановской когерентности возбужденного состояния на основное состояние атома. Влияние такого переноса на магнитооптические резонансы впервые было рассмотрено в [17,26] на примере атомов Ne. На роль спонтанного излучения в формировании резонансов в парах щелочных металлов было обращено внимание после наблюдения эффекта электромагнитно-индуцированной абсорбции (ЭИА) [27]. Авторами [28] предложена теоретическая модель, описывающая увеличение поглощения в резонансе как результат спонтанного переноса светоиндуцированной когерентности с возбужденного уровня на основной. Обращение знака узких резонансов в ханле-КПН конфигурации наблюдали впервые в [29]. Качественное объяснение полученных в [29] результатов было предложено в [30]. Влияние процессов переноса спонтанным излучением на населенность и продольное выстраивание верхнего уровня рассчитывалось методом итераций с точностью до членов четвертого порядка по лазерному полю.

Детальный анализ влияния переноса населенности и когерентности на резонансы ЭИА с возбужденного на основное состояние проведен в [31]. Оказалось, что обнаруженный в [25] переход темного резонанса в светлый при увеличении плотности мощности лазерного излучения на типичном для сигнала электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) переходе $F_g \rightarrow F_e = F_g - 1$ не может быть объяснен спонтанным переносом населенности или выстраивания.

В недавней работе [32] были проведены экспериментальные и теоретические исследования светлых и темных резонансов в ханле-КПН конфигурации. На базе предложенной модели находились численные решения дифференциальных уравнений для компонент матрицы плотности, описывающих когерентность между зеемановскими подуровнями резонансных уровней. Получено количественное соответствие теории с экспериментом для частично перекрывающихся сверхтонких уровней Rb. Более подробное описание способов численного решения оптических уравнений Блоха, применимость принятых приближений и связанных с ними ошибок расчетов на примере атома Rb дано в [33].

Этот краткий обзор показывает разнообразие исследований параметров нелинейных интерференционных

резонансов в одном только конкретном направлении — КПН на вырожденных зеемановских подуровнях основного состояния. Понимание роли различных процессов и условий формирования и регистрации сигналов существенно для целого ряда приложений, в первую очередь, для прецизионной магнитометрии. Численные эксперименты позволяют моделировать влияние различных параметров, а сравнение с экспериментом — верифицировать и уточнять модели.

В настоящей работе представлено теоретическое описание КПН-резонансов в конфигурации Ханле. Разработанный нами подход основан на алгебраизации полной системы дифференциальных уравнений для заданного сверхтонкого перехода и геометрии возбуждения и нахождения всех компонент статистического тензора. Схемы расчета позволяют для любой выбранной тензорной компоненты находить ее зависимость от сканируемого магнитного поля и заданного набора варьируемых параметров системы и условий возбуждения. Варьируя любой из параметров, характеризующих атомную систему и условия возбуждения, мы можем в численном эксперименте не только проследить за изменением компонент, вносящих вклад в наблюдаемую интенсивность, но и их взаимную конверсию [18]. Акцент в настоящей работе поставлен на изучение совместного влияния различных параметров атомной системы и экспериментальных условий. Предложен графический метод представления связи конкретных параметров атомной системы с поляризационными моментами, создаваемыми лазерным облучением, основанный на модификации разреженной матрицы системы уравнений. Он позволяет наглядно показать роль различных параметров и их взаимную связь при создании поляризационных моментов ансамбля атомов, формирующих наблюдаемые особенности нелинейных резонансов флуоресценции.

Теоретическое описание и модификация разреженной матрицы системы уравнений

Теоретическое описание нелинейных магнитооптических резонансов, наблюдаемых во флуоресценции, основано на стандартном полуклассическом описании атомной системы статистическим оператором $\hat{\rho}$ в представлении матрицы плотности. Гамильтониан системы \hat{H} представляет собой сумму оператора свободного атома \hat{H}_0 , оператора магнитодипольного взаимодействия \hat{H}' и оператора взаимодействия с лазерным излучением \hat{V} . Члены, описывающие процессы атомной релаксации и возбуждения, добавляются в уравнение Лиувилля:

$$\dot{\hat{\rho}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + (\dot{\hat{\rho}})_{\text{relax}} + (\dot{\hat{\rho}})_{\text{tr}} + \hat{N}, \quad (1)$$

где $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}' + \hat{V}$.

В слабых магнитных полях магнитодипольное взаимодействие меньше, чем сверхтонкое расщепление, и

сверхтонкое расщепление может быть включено в основную гамильтониан \hat{H}_0 . В этом случае магнитодипольный оператор можно записать в виде $\hat{H}' = \mu_B g_F (\mathbf{F}_s, \mathbf{B})$, $s = f, \varphi$, где μ_B — магнетон Бора, g_F — фактор Ланде, \mathbf{F}_s — полный момент атома в s состоянии, а \mathbf{B} — вектор магнитной индукции. Полное магнитное поле \mathbf{B} включает в себя сканируемое магнитное поле \mathbf{B}_{scan} и произвольно ориентированное паразитное магнитное поле \mathbf{B}_{str} .

Оператор взаимодействия с лазерным излучением \hat{V} описывается скалярным произведением векторного оператора дипольного момента \mathbf{d} и напряженности электрического поля \mathbf{E} :

$$\hat{V} = -(\mathbf{d}, \mathbf{E}),$$

$$\mathbf{E} = E \mathbf{e}_Q \exp\{-i(\omega_{\text{las}} t - \tilde{k}x)\} + \text{с.с.}, \quad (2)$$

где $\mathbf{e}_Q (Q = 0, \pm 1)$ — циклические ковариантные орты, ω_{las} — частота лазерного поля, \tilde{k} — волновой вектор.

Разложив матрицу плотности ρ_{mn} ; $\rho = f, \varphi, \xi$ по неприводимым тензорным операторам (НТО), [34] получим для поляризационных моментов верхнего (f_q^κ) и нижнего (φ_q^κ) уровней

$$\rho_q^\kappa = (2F_\rho + 1)^{1/2} \sum_{n, n' = -F_\rho}^{F_\rho} (-1)^{F_\rho - n} \begin{pmatrix} F_\rho & \kappa & F_\rho \\ -n & q & n' \end{pmatrix} \rho_{nn'},$$

$$\rho = f, \varphi \quad (3a)$$

и для оптической когерентности ξ_q^k

$$\xi_q^k = (2F_\varphi + 1)^{1/2} \sum_{n, n'} (-1)^{F_\varphi - n'} \begin{pmatrix} F_\varphi & \kappa & F_\varphi \\ -n & q & n' \end{pmatrix} \xi_{n'n}. \quad (3b)$$

Релаксация атомной системы феноменологически описывается суммой двух слагаемых и, в общем случае, включает в себя влияние процессов излучения и столкновений. Первый член описывает процессы распада κ -й тензорной компоненты матрицы плотности $\rho = f, \varphi, \xi$ со скоростью γ_ρ^κ . Отметим, что при столкновениях со стенками в ячейках с антирелаксационным покрытием скорость релаксации γ_φ^κ поляризационного момента нижнего состояния (φ_q^κ) на несколько порядков меньше, чем γ_f^κ из-за эффекта ядерного замедления (*nuclear slow-down effect*) [35]. Кроме того, γ_φ^κ может включать эффект конечности времени пролета атомов через лазерный пучок [12–14].

Второй член уравнения (1) описывает перенос населенности и зеемановской когерентности с верхнего уровня (f) на нижний (φ) со скоростью $\Gamma_{f\varphi}^\kappa$ за счет спонтанного испускания. Согласно [26] и с учетом нормировки Дьяконова для неприводимых тензорных операторов [36] имеем:

$$\Gamma_{f\varphi}^\kappa = (-1)^F f^{+F_\varphi + \kappa + 1} [\gamma (2F_f + 1)(2F_\varphi + 1)(2J_f + 1)]$$

$$\times \begin{Bmatrix} F_f & F_\varphi & 1 \\ J_\varphi & J_f & 1 \end{Bmatrix}^2 \sqrt{(2F_f + 1)(2F_\varphi + 1)} \begin{Bmatrix} F_f & F_f & \kappa \\ F_\varphi & F_\varphi & 1 \end{Bmatrix}. \quad (4a)$$

Для матричного элемента дипольных переходов между сверхтонкими состояниями в НТО-представлении можно написать [2]:

$$d_{F_f F_\varphi} = \|d_{f\varphi}\| (-1)^{2F_\varphi + J_f + I + 1} [(2F_f + 1)(2F_\varphi + 1)]^{1/2}$$

$$\times \begin{Bmatrix} I & J_f & F_f \\ 1 & F_\varphi & J_\varphi \end{Bmatrix} (-1)^{F_\varphi + m} \begin{Bmatrix} F_\varphi & 1 & F_f \\ -m & Q & \mu \end{Bmatrix} e_Q. \quad (4b)$$

Начальные условия определяются оператором, который описывает населенность уровней, резонансных лазерному излучению. Предполагается, что атомный ансамбль находится в равновесии и распределение атомов по скоростям описывается функцией Максвелла $W(v)$. Принимая во внимание изложенное выше, можно получить систему дифференциальных уравнений для тензорных компонент $\rho_q^\kappa (\rho = f, \varphi, \xi)$, описывающих основное состояние (φ), возбужденное состояние (f) и оптическую когерентность (ξ) для произвольных величин угловых моментов уровней, между которыми происходят оптические переходы [11,37].

Как было показано в работе [10], стационарные решения оптических уравнений Блоха хорошо описывают резонансы когерентности в сильном лазерном поле при непрерывном возбуждении, не накладывая дополнительных существенных ограничений на уравнения. В экспериментах по наблюдению КПН-резонансов в ханле-конфигурации стационарные условия выполнены. Оптические когерентности осциллируют с частотой лазерного поля, поэтому после подстановки:

$$\xi_q^\kappa(t) = \xi_q^\kappa \exp\{i(\omega_{\text{las}} t - \tilde{k}x)\}, \quad \dot{f}_q^\kappa = 0, \quad \dot{\varphi}_q^\kappa = 0, \quad (5)$$

и пренебрегая членами с удвоенной частотой 2ω , в приближении вращающейся волны получаем из дифференциальных уравнений [11] систему линейных алгебраических уравнений, подробно рассмотренную в [38]:

$$\gamma_f^\kappa f_q^\kappa = i\mu_B g_f \hbar^{-1} \left\{ q H_0 f_q^\kappa + \left[\frac{1}{2} (\kappa + q)(\kappa - q + 1) \right]^{1/2} \right.$$

$$\times H_1 f_{q-1}^\kappa - \left[\frac{1}{2} (\kappa - q)(\kappa + q + 1) \right]^{1/2} H_{-1} f_{q+1}^\kappa \left. \right\}$$

$$+ L_q^\kappa + (2F_f + 1) N_f W(v) \delta_{\kappa 0} \delta_{q 0}. \quad (6a)$$

$$\gamma_\varphi^\kappa \varphi_q^\kappa = i\mu_B g_\varphi \hbar^{-1} \left\{ q H_0 \varphi_q^\kappa + \left[\frac{1}{2} (\kappa + q)(\kappa - q + 1) \right]^{1/2} \right.$$

$$\times H_1 \varphi_{q-1}^\kappa - \left[\frac{1}{2} (\kappa - q)(\kappa + q + 1) \right]^{1/2} H_{-1} \varphi_{q+1}^\kappa \left. \right\} + M_q^\kappa$$

$$+ (2F_\varphi + 1) N_\varphi W(v) \delta_{\kappa 0} \delta_{q 0} + \Gamma_{f\varphi}^\kappa f_q^\kappa, \quad (6b)$$

$$\begin{aligned}
& (\gamma_{\xi}^{\kappa} + i(\omega_0 - \omega_{\text{las}}))\xi_q^{\kappa} = i\hbar^{-1} \sum_{\kappa'Q} (-1)^Q H_{-Q} (-1)^{F_f+F_{\varphi}+q} \\
& \times (2\kappa'+1) \begin{pmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ -q' & Q & q \end{pmatrix} \left[\mu_{\text{B}g\varphi} \parallel j \parallel \varphi \begin{Bmatrix} F_f & F_{\varphi} & \kappa' \\ 1 & \kappa & F_{\varphi} \end{Bmatrix} \right] \\
& + (-1)^{\kappa+\kappa'} \mu_{\text{B}g f} (f \parallel j \parallel f) \begin{Bmatrix} F_{\varphi} & F_f & \kappa' \\ 1 & \kappa & F_f \end{Bmatrix} \xi_{q'}^{\kappa'} + G_q^{\kappa}.
\end{aligned} \tag{6с}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
L_q^{\kappa} &= i\Omega_{\text{Rabi}}(2F_f + 1)^{-1/2} \\
& \times \sum_{\kappa'q'} C_{qq'Q}^{\kappa\kappa'} [\xi_{q'}^{\kappa'} + (\xi_{q'}^{\kappa'})^* (-1)^{\kappa+\kappa'+q'}], \\
M_q^{\kappa} &= (-1)^{\kappa} i\Omega_{\text{Rabi}}(2F_{\varphi} + 1)^{-1/2} \\
& \times \sum_{\kappa'q'} (-1)^{\kappa'} B_{qq'Q}^{\kappa\kappa'} [\xi_{q'}^{\kappa'} + (\xi_{q'}^{\kappa'})^* (-1)^{\kappa+\kappa'+q'}], \\
G_q^{\kappa} &= (-1)^{\kappa} i\Omega_{\text{Rabi}}(2F_f + 1)^{-1/2} \\
& \times \sum_{\kappa'q'0} [S_{qq'Q}^{\kappa\kappa'} f_{q'}^{\kappa'} + (-1)^{\kappa+\kappa'} R_{qq'Q}^{\kappa\kappa'} \varphi_{q'}^{\kappa'}]
\end{aligned}$$

описывает вклад оптического взаимодействия. Геометрические коэффициенты определяются по формулам

$$\begin{aligned}
C_{qq'Q}^{\kappa\kappa'} &= (-1)^{2F_{\varphi}+q'} (2F_f + 1)^{1/2} (2\kappa' + 1) \\
& \times \begin{Bmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ F_f & F_f & F_{\varphi} \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ -q' & Q & q \end{pmatrix}, \\
S_{qq'Q}^{\kappa\kappa'} &= (-1)^{2F_{\varphi}+q'} (2F_{\varphi} + 1)^{1/2} (2\kappa' + 1) \\
& \times \begin{Bmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ F_{\varphi} & F_f & F_f \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ -q' & Q & q \end{pmatrix}.
\end{aligned}$$

$B_{qq'Q}^{\kappa\kappa'}$ и $R_{qq'Q}^{\kappa\kappa'}$ получаются из $C_{qq'Q}^{\kappa\kappa'}$ и $S_{qq'Q}^{\kappa\kappa'}$, соответственно заменой $F_f \leftrightarrow F_{\varphi}$, ($\Omega_{\text{Rabi}} = d_{f\varphi} E/\hbar$). Остальные величины имеют следующий смысл: \hbar — постоянная Планка; ω_0 — резонансная частота для данного перехода и $d \equiv \|d\|$ — приведенный матричный элемент дипольного перехода $F_f \rightarrow F_{\varphi}$. E_Q и H_Q ($Q = 0, \pm 1$) — проекции напряженности электрического поля световой волны и магнитных полей на орты \mathbf{e}_Q циклического базиса: $\mathbf{B} = \sum_Q (-1)^Q H_Q \mathbf{e}_{-Q}$; $(\rho \parallel j \parallel \rho) = [(2F_{\rho} + 1)(F_{\rho} + 1)F_{\rho}]^{1/2}$.

Для определения коэффициентов в уравнениях (6) необходимо задать главные квантовые числа резонансного перехода и геометрию возбуждения: направление облучения и поляризацию световой волны и направления сканируемого и паразитного магнитных полей (рис. 1). Ось квантования была выбрана параллельно электрическому вектору $\mathbf{E} (\equiv \mathbf{E}_z \equiv E\mathbf{e}_0)$ лазерного поля. При таком

выборе $Q = 0$; $q' = q$, $\kappa' = \kappa \pm 1$. Очевидно, что в такой геометрии возбуждения атомной системы лазерным полем изменяются только населенность и продольное выстраивание. Сканируемое (измерительное) магнитное поле $\mathbf{B}_{\text{scan}} (\equiv \mathbf{B}_x)$ направлено перпендикулярно этой оси. Влияние паразитного магнитного поля учитывается в уравнениях двумя компонентами \mathbf{B}_z и \mathbf{B}_y . Величины, характеризующие атомную систему: параметры релаксации γ_{ρ}^{κ} ($\rho = f, \varphi, \xi$), частота Раби ($\Omega_R = d_{f\varphi} E/\hbar$), сканируемое магнитное поле $\mathbf{B}_{\text{scan}} (\equiv \mathbf{B}_x)$ и паразитное магнитное поле \mathbf{B}' , а также отстройка частоты $\Delta\omega = \omega_{f\varphi} - \omega_{\text{las}}$ лазерного поля от частоты перехода и начальные заселенности уровней (N_f, N_{φ}) рассматриваются как параметры в уравнениях и могут варьироваться в соответствии с условиями эксперимента. Отметим, что для удобства численных расчетов все частотные параметры выражены в единицах γ_f^0 . Магнитные поля — \mathbf{B}_{scan} , \mathbf{B}_z и \mathbf{B}_y тоже задаются в единицах γ_f^0 , учитывая, что соответствующие зеемановские расщепления между соседними магнитными подуровнями основного состояния $5S_{1/2}$ атома рубидия ^{87}Rb пропорциональны магнитному полю с коэффициентом пропорциональности 0.70 MHz/G [38].

Алгебраическая система уравнений с коэффициентами, зависящими от указанных выше параметров, была записана для перехода $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$) D_1 линии ^{87}Rb (64 уравнения) и геометрии возбуждения, показанной на рис. 1. Варьированием введенных параметров можно моделировать условия возбуждения и регистрации и проводить численные эксперименты. Вычисления проводились в среде MATLAB. Процедуры численного решения системы подробно описаны в [39]. Эту систему уравнений можно представить в виде таблицы, где каждая строка соответствует уравнению для заданной тензорной компоненты ρ_q^{κ} с указанием (цветом) вида параметра, от которого зависит множитель перед компонентой, в соответствующей колонке таблицы (рис. 2). За исключением спонтанного переноса, учтенного при нормировке системы уравнений, матрица симметрична. В таблице ясно выделены субматрицы, соответствующие верхнему (f_q^{κ} , $F_f = 1$) и нижнему (φ_q^{κ} , $F_{\varphi} = 2$) состояниям и оптической когерентности ξ_q^{κ} .

На рис. 2 полностью представлена разреженная основная матрица системы уравнений, которая дает возможность визуализировать параметры, связывающие различные поляризационные моменты.

Из представленной на рис. 2 таблицы сразу видно, с какими поляризационными моментами связана данная тензорная компонента и можно легко понять влияние различных параметров (γ_{ρ}^{κ} , $\Gamma_{f\varphi}^{\kappa}$, $\Omega_R = d_{f\varphi} E/\hbar$, $\mathbf{B}_{\text{scan}} (\equiv \mathbf{B}_x)$, \mathbf{B}'_z и \mathbf{B}'_y) на поляризационные моменты, формирующие наблюдаемую интенсивность флуоресценции. В соответствии с выбором оси квантования лазерное поле связывает компоненты ξ_q^{κ} оптических когерентностей с поляризационными моментами

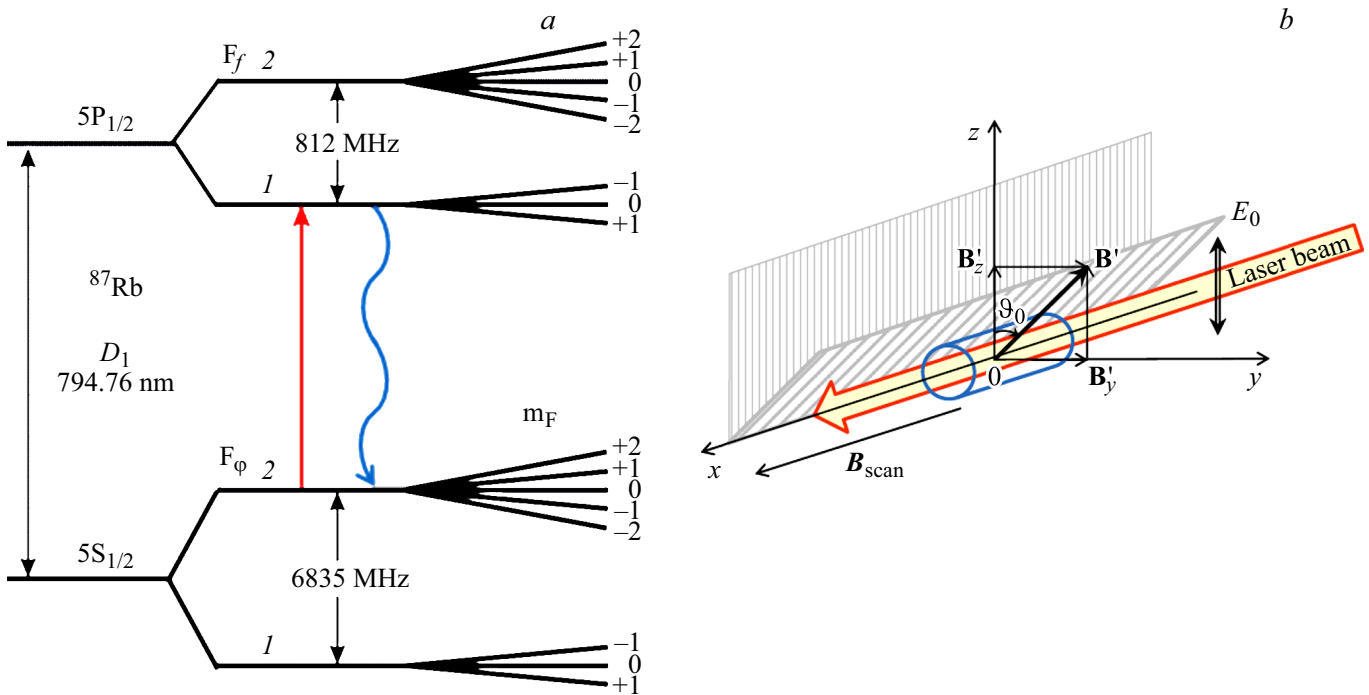


Рис. 1. (а) Сверхтонкая структура уровней D_1 линии ^{87}Rb и их расщепление в магнитном поле. (б) Геометрия возбуждения и ориентация магнитных полей \mathbf{B}_{scan} , \mathbf{B}_z и \mathbf{B}_y . (abcd) — плоскость, в которой остается вектор магнитной индукции результирующего поля при сканировании $\mathbf{B}_{\text{scan}} (\equiv \mathbf{B}_x)$.

$\rho_q^x = (-1)^q (\rho_{-q}^x)^*$; $\rho = f, \varphi$ с одинаковыми индексами q , но ранг κ может как увеличиваться, так и уменьшаться.

Оптическое поле Ω_{Rabi} изменяет населенности и продольное выстраивание уровней, а сканируемое магнитное \mathbf{B}_{scan} связывает эти компоненты с поперечными компонентами того же ранга. Таким образом, когерентность в системе с геометрией, показанной на рис. 1, б, создается сканирующим магнитным полем \mathbf{B}_{scan} , которое связывает компоненты тензора с различными $q (\Delta q = \pm 1)$ без изменения ранга κ .

В качестве примера на рис. 3 представлена схема конверсии высокоранговых поляризационных моментов в наблюдаемые во флуоресценции компоненты f_0^0, f_q^2 , ($q = 0, \pm 2$) за счет взаимодействия только с лазерным излучением и сканируемым магнитным полем.

Цепочка связей показывает возможные каналы для конверсии [18] ненаблюдаемых тензорных компонент, имеющих ранг $\kappa > 2$ — октуполь ($\kappa = 3$) и гексадекаполь ($\kappa = 4$), в наблюдаемые компоненты.

Роль компонент \mathbf{B}'_z и \mathbf{B}'_y паразитного магнитного поля \mathbf{B}' можно наглядно проиллюстрировать, используя фрагменты полной разреженной матрицы (рис. 4), включающие субматрицы, соответствующие наблюдаемым тензорным компонентам верхнего ($f_q^\kappa, F_f = 1$) и нижнего ($\varphi_q^\kappa, F_\varphi = 2$) состояний, а также оптической когерентности ($\xi_q^\kappa, \kappa = 1, 2$). На рис. 4 можно проследить, как компонента паразитного магнитного поля \mathbf{B}'_y связывает продольное выстраивание (ρ_0^2) с ориентацией

(ρ_0^1), например, по цепочке:

$$\begin{aligned} (\rho_0^2) &\rightarrow B'_y \rightarrow \text{Re}(\rho_1^2) \rightarrow \Omega_{\text{Rabi}} \rightarrow \text{Im}(\xi_{\pm 1}^1) \rightarrow \Omega_{\text{Rabi}} \\ &\rightarrow \text{Re}(\rho_1^1) \rightarrow B'_y \rightarrow (\rho_0^1); \quad \rho = f, \varphi. \end{aligned}$$

Физическая причина такого преобразования состоит в том, что компонента паразитного поля \mathbf{B}'_y , ортогональная вектору \mathbf{E} лазерного поля и вектору $\mathbf{B}_{\text{scan}} (\equiv \mathbf{B}_x)$, (рис. 2) разрушает симметрию возбуждения атомной системы, вводя эллиптичность, что и порождает ориентацию. Вследствие неравновесного распределения атомов по магнитным подуровням основного состояния нелинейные резонансы населенности и выстраивания верхнего уровня $f_0^0, f_q^2 (q = 0, \pm 2)$ могут менять как форму, так и знак.

Компонента \mathbf{B}'_z , параллельная вектору \mathbf{E} , не меняет симметрию возбуждения и, как видно из таблицы, связывает между собой попарно одноименные вещественные $\text{Re}(\rho_q^\kappa)$ и мнимые $\text{Im}(\rho_q^\kappa)$ компоненты. Поэтому ее влияние сводится к уширению и расщеплению соответствующих резонансов.

Сравнение численных расчетов с экспериментом

В типичном КРН-эксперименте в конфигурации Хан-ле наблюдается зависимость интенсивности флуоресценции от сканируемого магнитного поля. Интенсивность

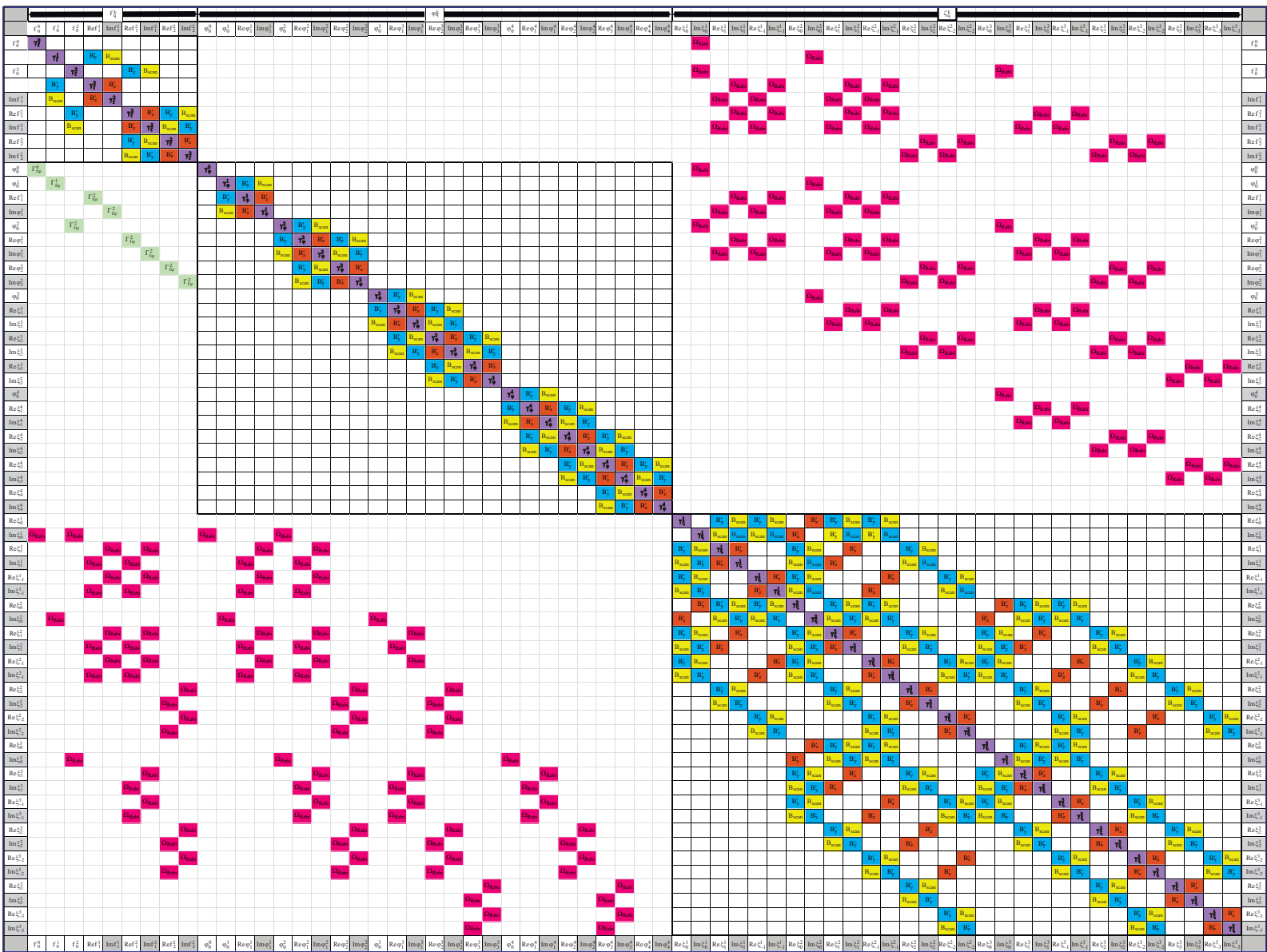


Рис. 2. Модифицированная разреженная матрица для перехода $F_\phi = 2 \rightarrow F_f = 1$: *a*) общий вид, *b*) левая верхняя, *c*) правая верхняя, *d*) левая нижняя и *e*) правая нижняя части. Каждая строка соответствует уравнению для заданной тензорной компоненты. Слагаемые в уравнении определяются ненулевыми коэффициентами перед компонентой, указанной в соответствующей колонке таблицы. Параметр, от которого зависит данный коэффициент, обозначен для наглядности цветовым кодом: γ_ρ^k — ■, $\Gamma_{f\phi}^k$ — ■, $\Omega_{Rabi} = d_{f\phi} E/h$ — ■, $B_{scan} (\equiv B_\chi)$ — ■, $B_{z'}$ — ■, $B_{y'}$ — ■.

	f_q^k								φ_q^k																												
	f_0^0	f_0^1	f_0^2	$\text{Re}f_1^1$	$\text{Im}f_1^1$	$\text{Re}f_1^2$	$\text{Im}f_1^2$	$\text{Re}f_1^3$	$\text{Im}f_1^3$	φ_0^0	φ_0^1	$\text{Re}\varphi_1^1$	$\text{Im}\varphi_1^1$	φ_0^2	$\text{Re}\varphi_1^2$	$\text{Im}\varphi_1^2$	$\text{Re}\varphi_2^2$	$\text{Im}\varphi_2^2$	φ_0^3	$\text{Re}\varphi_1^3$	$\text{Im}\varphi_1^3$	$\text{Re}\varphi_2^3$	$\text{Im}\varphi_2^3$	φ_0^4	$\text{Re}\varphi_1^4$	$\text{Im}\varphi_1^4$	$\text{Re}\varphi_2^4$	$\text{Im}\varphi_2^4$	$\text{Re}\varphi_3^4$	$\text{Im}\varphi_3^4$	$\text{Re}\varphi_4^4$	$\text{Im}\varphi_4^4$					
f_0^0	γ_f^0																																				
f_0^1		γ_f^1		B_y	B_{scan}																																
f_0^2			γ_f^2			B_y	B_{scan}																														
$\text{Re}f_1^1$				γ_f^2	B_z																																
$\text{Im}f_1^1$					B_z	γ_f^2																															
$\text{Re}f_1^2$						B_y		γ_f^2	B_z	B_y	B_{scan}																										
$\text{Im}f_1^2$							B_z	γ_f^2	B_{scan}	B_y																											
$\text{Re}f_1^3$								B_y	B_{scan}	γ_f^2	B_z																										
$\text{Im}f_1^3$									B_y	B_z	γ_f^2																										
φ_0^0	$\Gamma_{f\varphi}^0$									γ_φ^0																											
φ_0^1		$\Gamma_{f\varphi}^1$									γ_φ^1	B_y	B_{scan}																								
$\text{Re}\varphi_1^1$				$\Gamma_{f\varphi}^2$								γ_φ^1	B_z																								
$\text{Im}\varphi_1^1$					$\Gamma_{f\varphi}^2$								γ_φ^1																								
φ_0^2			$\Gamma_{f\varphi}^2$											γ_φ^2	B_y	B_{scan}																					
$\text{Re}\varphi_1^2$					$\Gamma_{f\varphi}^2$										γ_φ^2	B_z	B_y	B_{scan}																			
$\text{Im}\varphi_1^2$						$\Gamma_{f\varphi}^2$										γ_φ^2	B_{scan}	B_y																			
$\text{Re}\varphi_2^2$							$\Gamma_{f\varphi}^2$										γ_φ^2	B_z																			
$\text{Im}\varphi_2^2$								$\Gamma_{f\varphi}^2$										γ_φ^2																			
φ_0^3																			γ_φ^3	B_y	B_{scan}																
$\text{Re}\xi_1^3$																				γ_φ^3	B_z	B_y	B_{scan}														
$\text{Im}\xi_1^3$																					γ_φ^3	B_{scan}	B_y														
$\text{Re}\xi_2^3$																						γ_φ^3	B_z	B_y	B_{scan}												
$\text{Im}\xi_2^3$																							γ_φ^3	B_{scan}	B_y												
$\text{Re}\xi_3^3$																								γ_φ^3	B_z												
$\text{Im}\xi_3^3$																									γ_φ^3	B_{scan}	B_y										
φ_0^4																											γ_φ^4	B_y	B_{scan}								
$\text{Re}\xi_1^4$																											γ_φ^4	B_z	B_y	B_{scan}							
$\text{Im}\xi_1^4$																												γ_φ^4	B_{scan}	B_y							
$\text{Re}\xi_2^4$																												γ_φ^4	B_z	B_y	B_{scan}						
$\text{Im}\xi_2^4$																													γ_φ^4	B_{scan}	B_y						
$\text{Re}\xi_3^4$																													γ_φ^4	B_z	B_y	B_{scan}					
$\text{Im}\xi_3^4$																														γ_φ^4	B_{scan}	B_y	B_{scan}	B_y			
$\text{Re}\xi_4^4$																															γ_φ^4	B_z					
$\text{Im}\xi_4^4$																																γ_φ^4	B_{scan}	B_y	B_z		

Рис. 2, б.

																								ζ_k																									
Re ξ_0^1	Im ξ_0^1	Re ξ_1^1	Im ξ_1^1	Re ξ_{-1}^1	Im ξ_{-1}^1	Re ξ_0^2	Im ξ_0^2	Re ξ_1^2	Im ξ_1^2	Re ξ_{-1}^2	Im ξ_{-1}^2	Re ξ_2^2	Im ξ_2^2	Re ξ_{-2}^2	Im ξ_{-2}^2	Re ξ_0^3	Im ξ_0^3	Re ξ_1^3	Im ξ_1^3	Re ξ_{-1}^3	Im ξ_{-1}^3	Re ξ_2^3	Im ξ_2^3	Re ξ_{-2}^3	Im ξ_{-2}^3	Re ξ_3^3	Im ξ_3^3	Re ξ_{-3}^3	Im ξ_{-3}^3																				
	Ω_{Rabi}																													f_0^0																			
							Ω_{Rabi}																							f_0^1																			
	Ω_{Rabi}																													f_0^2																			
		Ω_{Rabi}			Ω_{Rabi}																									$Re f_1$																			
			Ω_{Rabi}		Ω_{Rabi}																									$Im f_1$																			
				Ω_{Rabi}																										$Re f_1^2$																			
					Ω_{Rabi}																									$Im f_1^2$																			
																														$Re f_2^2$																			
																														$Im f_2^2$																			
	Ω_{Rabi}																													Φ_0^0																			
																														Φ_0^1																			
																														$Re f_1$																			
																														$Im \varphi_1$																			
																														Φ_0^2																			
																														$Re \varphi_1^2$																			
																														$Im \varphi_1^2$																			
																														Φ_0^3																			
																														$Re \xi_1^3$																			
																														$Im \xi_1^3$																			
																														$Re \xi_2^3$																			
																														$Im \xi_2^3$																			
																														$Re \xi_3^3$																			
																														$Im \xi_3^3$																			
																														Φ_0^4																			
																														$Re \xi_1^4$																			
																														$Im \xi_1^4$																			
																														$Re \xi_2^4$																			
																														$Im \xi_2^4$																			
																														$Re \xi_3^4$																			
																														$Im \xi_3^4$																			
																														$Re \xi_4^4$																			
																														$Im \xi_4^4$																			

Рис. 2, с.

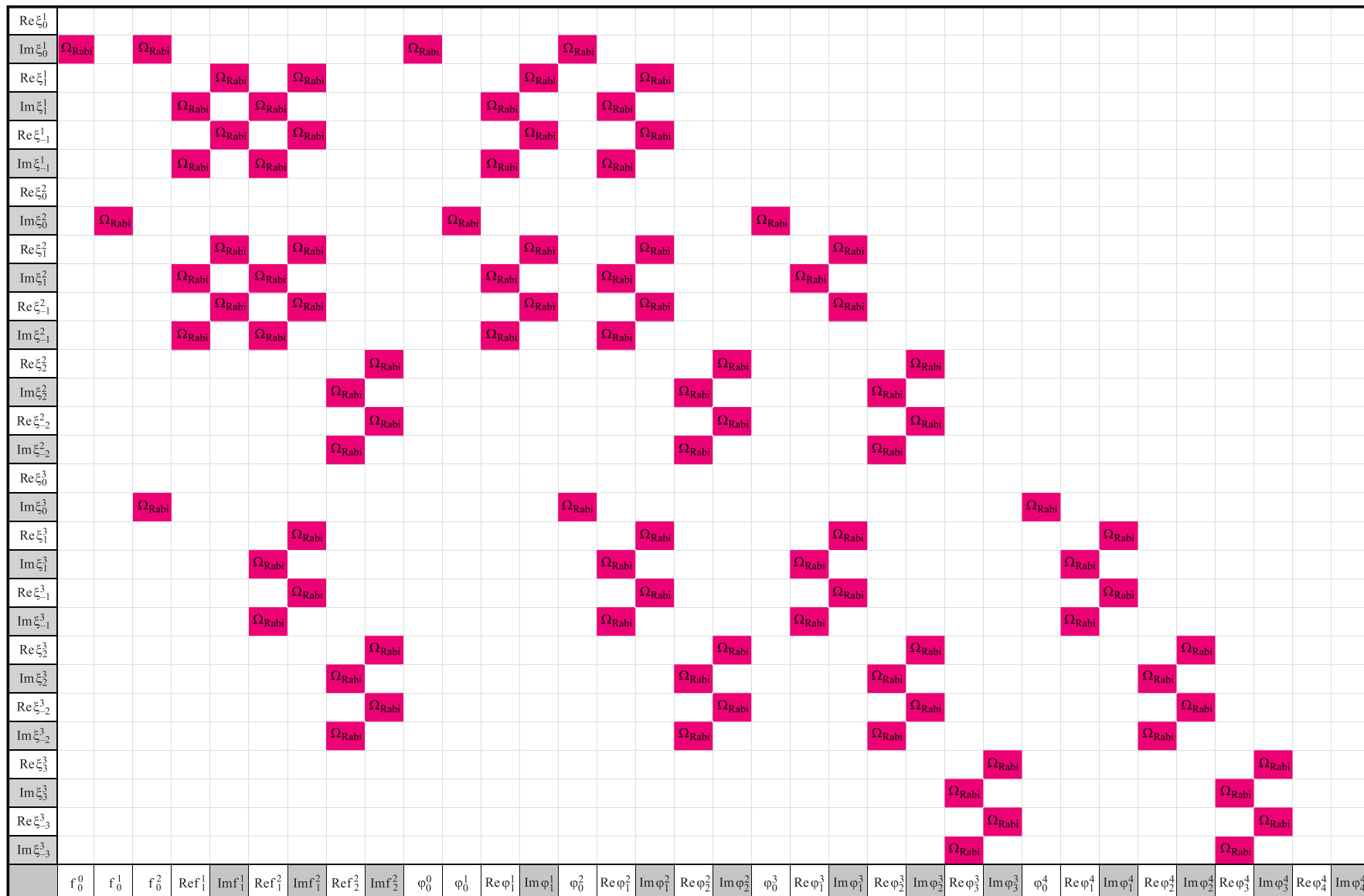


Рис. 2, d.

γ_1^1		B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1		B_z^1	B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1																			$Re \xi_0^1$
	γ_1^1	B_{scan}^1	B_{scan}^1	B_{scan}^1	B_{scan}^1	B_z^1		B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1																			$Im \xi_0^1$
B_y^1	B_{scan}^1	γ_1^1	B_z^1			B_y^1	B_{scan}^1		B_z^1			B_y^1	B_{scan}^1																	$Re \xi_1^1$
B_{scan}^1	B_y^1	B_z^1	γ_1^1			B_{scan}^1	B_{scan}^1	B_z^1				B_{scan}^1	B_{scan}^1																	$Im \xi_1^1$
B_y^1	B_{scan}^1			γ_1^1	B_z^1	B_y^1	B_{scan}^1				B_z^1			B_y^1	B_{scan}^1							B_y^1	B_{scan}^1						$Re \xi_{-1}^1$	
B_{scan}^1	B_y^1			B_z^1	γ_1^1	B_{scan}^1	B_{scan}^1				B_z^1			B_{scan}^1	B_{scan}^1							B_{scan}^1	B_{scan}^1						$Im \xi_{-1}^1$	
		B_z^1	B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1	γ_1^1		B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1						B_z^1	B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1							$Re \xi_0^2$	
B_z^1		B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1		γ_1^1	B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1						B_z^1		B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1							$Im \xi_0^2$	
B_y^1	B_{scan}^1		B_z^1			B_y^1	B_{scan}^1	γ_1^1	B_z^1			B_y^1	B_{scan}^1				B_z^1				B_y^1	B_{scan}^1							$Re \xi_1^2$	
B_{scan}^1	B_y^1	B_z^1				B_{scan}^1	B_y^1	B_z^1	γ_1^1			B_{scan}^1	B_y^1				B_{scan}^1	B_y^1	B_z^1				B_{scan}^1	B_y^1					$Im \xi_1^2$	
B_y^1	B_{scan}^1				B_z^1	B_y^1	B_{scan}^1				γ_1^1	B_z^1			B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1								B_z^1		B_y^1	B_{scan}^1	$Re \xi_{-1}^2$
B_{scan}^1	B_y^1				B_z^1		B_{scan}^1	B_y^1			γ_1^1			B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1								B_z^1			B_{scan}^1	B_y^1	$Im \xi_{-1}^2$
		B_y^1	B_{scan}^1					B_y^1	B_{scan}^1			γ_1^1	B_z^1				B_y^1	B_{scan}^1							B_z^1		B_y^1	B_{scan}^1	$Re \xi_2^2$	
			B_{scan}^1	B_y^1				B_{scan}^1	B_y^1			B_z^1	γ_1^1				B_{scan}^1	B_y^1							B_z^1			B_{scan}^1	B_y^1	$Im \xi_2^2$
					B_y^1	B_{scan}^1				B_y^1	B_{scan}^1			γ_1^1	B_z^1				B_y^1	B_{scan}^1					B_z^1			B_y^1	B_{scan}^1	$Re \xi_{-2}^2$
						B_{scan}^1	B_y^1				B_{scan}^1	B_y^1			B_z^1	γ_1^1				B_{scan}^1	B_y^1				B_z^1			B_{scan}^1	B_y^1	$Im \xi_{-2}^2$
								B_z^1	B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1				γ_1^1						B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1					$Re \xi_0^3$
								B_z^1		B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1						γ_1^1	B_{scan}^1	B_y^1	B_{scan}^1	B_y^1						$Im \xi_0^3$	
								B_y^1	B_{scan}^1			B_z^1			B_y^1	B_{scan}^1	γ_1^1	B_z^1				B_y^1	B_{scan}^1						$Re \xi_1^3$	
									B_{scan}^1	B_y^1	B_z^1				B_{scan}^1	B_y^1				γ_1^1			B_{scan}^1	B_y^1					$Im \xi_1^3$	
												B_z^1				B_y^1	B_{scan}^1									B_z^1		B_y^1	B_{scan}^1	$Re \xi_{-1}^3$
													B_{scan}^1	B_y^1												B_z^1		B_y^1	B_{scan}^1	$Im \xi_{-1}^3$
														B_y^1	B_{scan}^1															$Re \xi_2^3$
																B_{scan}^1	B_y^1													$Im \xi_2^3$
																														$Re \xi_{-2}^3$
																														$Im \xi_{-2}^3$
																														$Re \xi_3^3$
																														$Im \xi_3^3$
																														$Re \xi_{-3}^3$
																														$Im \xi_{-3}^3$
$Re \xi_0^1$	$Im \xi_0^1$	$Re \xi_1^1$	$Im \xi_1^1$	$Re \xi_{-1}^1$	$Im \xi_{-1}^1$	$Re \xi_2^2$	$Im \xi_2^2$	$Re \xi_1^2$	$Im \xi_1^2$	$Re \xi_{-1}^2$	$Im \xi_{-1}^2$	$Re \xi_2^2$	$Im \xi_2^2$	$Re \xi_{-2}^2$	$Im \xi_{-2}^2$	$Re \xi_0^3$	$Im \xi_0^3$	$Re \xi_1^3$	$Im \xi_1^3$	$Re \xi_{-1}^3$	$Im \xi_{-1}^3$	$Re \xi_2^3$	$Im \xi_2^3$	$Re \xi_{-2}^3$	$Im \xi_{-2}^3$	$Re \xi_3^3$	$Im \xi_3^3$	$Re \xi_{-3}^3$	$Im \xi_{-3}^3$	

Рис. 2, е.

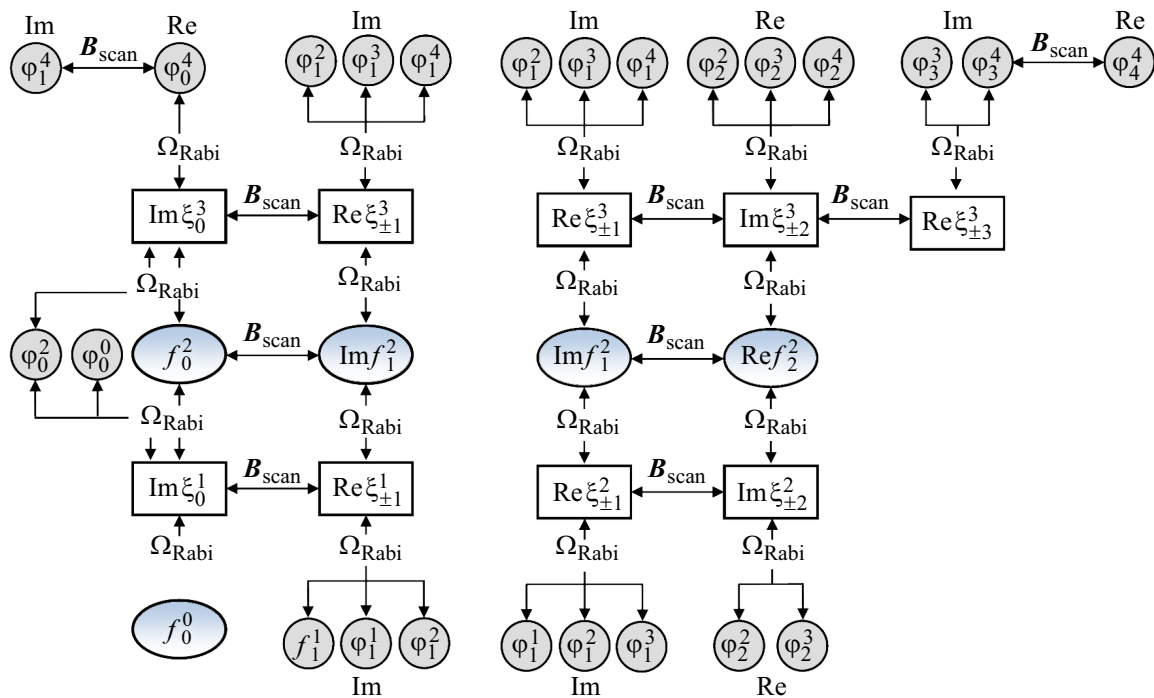


Рис. 3. Схема конверсии октупольных ($\kappa = 3$) и гексадекапольных ($\kappa = 4$) моментов (ξ_q^κ), (φ_q^κ), $\kappa > 2$, $\varphi_{-q}^\kappa = (-1)^q (\varphi_q^\kappa)^*$ в наблюдаемые во флуоресценции тензорные компоненты f_q^κ , $\kappa \leq 2$ в отсутствие паразитных магнитных полей.

спонтанного излучения $I_{f\varphi}(\mathbf{e}_n)$ с верхнего уровня (f, F_f) на нижний уровень (φ, F_φ) описывается следующим выражением [2]:

$$I_{f\varphi}(\mathbf{e}_n) = C_0 (-1)^{F_f + F_\varphi} (2F_f + 1)^{-1/2} \|d_{f\varphi}\|^2 \times \sum (2\kappa + 1) \begin{Bmatrix} 1 & 1 & \kappa \\ F_f & F_f & F_\varphi \end{Bmatrix} \sum_q (-1)^q f_q^\kappa T_{-q}^\kappa(\mathbf{e}_n), \quad (8)$$

где \mathbf{e}_n — вектор, совпадающий с направлением наблюдения при регистрации неполяризованного света или с вектором поляризации наблюдаемой флуоресценции. $T_{-q}^\kappa(\mathbf{e}_n)$ — тензор наблюдения.

Резонанс, наблюдаемый в неполяризованной флуоресценции, может быть описан только с 3 тензорными компонентами: f_0^0 и f_q^2 , $q = 0, \pm 2$, и в отсутствии паразитных полей основная часть интенсивности определяется населенностью (f_0^0).

Ниже приведены примеры, иллюстрирующие влияние различных параметров на резонансы когерентности во флуоресценции.

Исходя из проведенного выше рассмотрения конверсии (рис. 3), смоделировано и экспериментально проверено влияние высокоранговых поляризационных моментов на форму резонансов КПН. Для плотности мощности, соответствующей частоте Раби $0.2\gamma_f^0$, при отсутствии паразитного магнитного поля ($\mathbf{B}'_z = \mathbf{B}'_y = 0$) форма рассчитанного КПН-резонанса отличается от лоренциана: в центре линии появляется структура, соответствующая многофотонным резонансам (рис. 5, a).

Численными экспериментами было проверено, что эта структура зависит от компонент октупольного момента ξ_q^3 [21].

Для сравнения с теоретическими результатами экспериментально были зарегистрированы КПН-ханле резонансы в ячейке без покрытия ($\gamma_\varphi^0 = 5 \cdot 10^{-3} \gamma_f^0$). При плотности мощности возбуждающего излучения 1.7 mW/cm^2 , что при ширине лазерной линии 50 MHz соответствует редуцированной частоте Раби $\Omega_{\text{Rabi}} \sim 1 \text{ MHz}$, форма линии КПН-ханле резонанса была близка к лоренцеву контуру (рис. 5, b). Разность между экспериментальным профилем и его лоренцевой аппроксимацией представлена на рис. 5, b. Видно хорошее качественное согласие кривых на рисунках 5, a и 5, c.

Роль паразитных магнитных полей (\mathbf{B}'_z и \mathbf{B}'_y), как было указано выше, неодинакова и, как можно видеть из таблицы, они вносят дополнительные связи поляризационных моментов наряду с Ω_{Rabi} , а также γ_φ^κ и $\Gamma_{f\varphi}^\kappa$.

Модельные расчеты наблюдаемых во флуоресценции тензорных компонент показали, что в ячейке с антирелаксационным покрытием ($\gamma_\varphi^0 = 2 \cdot 10^{-6} \gamma_f^0$) в магнитном поле $\mathbf{B}'_y \sim (30-50)\gamma_\varphi^0$ и $\Omega_{\text{Rabi}}/\gamma_f^0 \sim 0.01$ амплитуда резонанса населенности (f_0^0) становится значительно меньше амплитуд выстраивания (рис. 5, a). В этом случае теоретически рассчитанные резонансы флуоресценции $I_{f\varphi}(\mathbf{e}_n)$ для двух ортогональных направлений регистрации — параллельно и перпендикулярно вектору \mathbf{E} — отличаются по величине на порядок и противоположны по знакам (рис. 6, b).

f_q^k										φ_q^k						ξ_q^k															
f_0^0	f_0^1	f_0^2	Ref_1^1	Imf_1^1	Ref_1^2	Imf_1^2	Ref_2^2	Imf_2^2		φ_0^0	φ_0^1	$Re\varphi_1^1$	$Im\varphi_1^1$	φ_0^2	$Re\varphi_1^2$	$Im\varphi_1^2$	$Re\varphi_2^2$	$Im\varphi_2^2$		$Re\xi_0^1$	$Im\xi_0^1$	$Re\xi_1^1$	$Im\xi_1^1$	$Re\xi_{-1}^1$	$Im\xi_{-1}^1$	$Re\xi_0^2$	$Im\xi_0^2$				
f_0^0	γ_f^0																														
f_0^1		γ_f^1	B'_y	B_{scan}																								Ω_{Rabi}			
f_0^2			γ_f^2		B'_y	B_{scan}																							Ω_{Rabi}		
Ref_1^1		B'_y		γ_f^2	B'_z																								Ω_{Rabi}		
Imf_1^1		B_{scan}			γ_f^2																								Ω_{Rabi}		
Ref_1^2			B'_y			γ_f^2	B'_z	B'_y	B_{scan}																				Ω_{Rabi}		
Imf_1^2			B_{scan}			B'_z	γ_f^2	B_{scan}	B'_y																				Ω_{Rabi}		
Ref_2^2					B'_y	B_{scan}	γ_f^2	B'_z																					Ω_{Rabi}		
Imf_2^2					B_{scan}	B'_y	B'_z	γ_f^2																					Ω_{Rabi}		
φ_0^0	$\Gamma_{f\varphi}^0$									γ_φ^0																			Ω_{Rabi}		
φ_0^1		$\Gamma_{f\varphi}^1$									γ_φ^1	B'_y	B_{scan}																Ω_{Rabi}		
φ_1^1			$\Gamma_{f\varphi}^1$								B'_y	γ_φ^1	B'_z																Ω_{Rabi}		
$Im\varphi_1^1$				$\Gamma_{f\varphi}^1$							B_{scan}	B'_z	γ_φ^1																Ω_{Rabi}		
φ_0^2			$\Gamma_{f\varphi}^2$											γ_φ^2	B'_y	B_{scan}													Ω_{Rabi}		
$Re\varphi_1^2$					$\Gamma_{f\varphi}^2$							B'_y	γ_φ^2	B'_z	B'_y	B_{scan}													Ω_{Rabi}		
$Im\varphi_1^2$						$\Gamma_{f\varphi}^2$						B_{scan}	B'_z	γ_φ^2	B_{scan}	B'_y													Ω_{Rabi}		
$Re\varphi_2^2$							$\Gamma_{f\varphi}^2$					B'_y	B_{scan}	γ_φ^2	B'_z														Ω_{Rabi}		
$Im\varphi_2^2$								$\Gamma_{f\varphi}^2$				B_{scan}	B'_y	B'_z	γ_φ^2														Ω_{Rabi}		
$Re\xi_0^1$																						γ_ξ^1		B'_y	B_{scan}	B'_y	B_{scan}		B'_z		
$Im\xi_0^1$	Ω_{Rabi}		Ω_{Rabi}							Ω_{Rabi}				Ω_{Rabi}									γ_ξ^1	B_{scan}	B'_y	B_{scan}	B'_y	B'_z			
$Re\xi_1^1$				Ω_{Rabi}		Ω_{Rabi}						Ω_{Rabi}			Ω_{Rabi}								B'_y	B_{scan}	γ_ξ^1	B'_z			B'_y	B_{scan}	
$Im\xi_1^1$					Ω_{Rabi}		Ω_{Rabi}					Ω_{Rabi}				Ω_{Rabi}							B_{scan}	B'_y	B'_z				B_{scan}	B'_y	
$Re\xi_{-1}^1$						Ω_{Rabi}		Ω_{Rabi}				Ω_{Rabi}				Ω_{Rabi}							B'_y	B_{scan}			γ_ξ^1	B'_z	B'_y	B_{scan}	
$Im\xi_{-1}^1$							Ω_{Rabi}		Ω_{Rabi}			Ω_{Rabi}				Ω_{Rabi}							B_{scan}	B'_y			B'_z	γ_ξ^1	B_{scan}	B'_y	
$Re\xi_0^2$																								B'_z	B'_y	B_{scan}	γ_ξ^2	B_{scan}		γ_ξ^2	
$Im\xi_0^2$	Ω_{Rabi}									Ω_{Rabi}														B'_z		B_{scan}	B'_y	B_{scan}	B'_y		

Рис. 4. Фрагменты модифицированной разреженной матрицы для перехода $F_\varphi = 2 \rightarrow F_f = 1$. В таблицу не включены высокоранговые тензорные компоненты φ_q^k , $\kappa > 2$ и (ξ_q^k) ($\kappa = 3$), поэтому она не описывает их конверсию в наблюдаемые во флуоресценции сигналы.

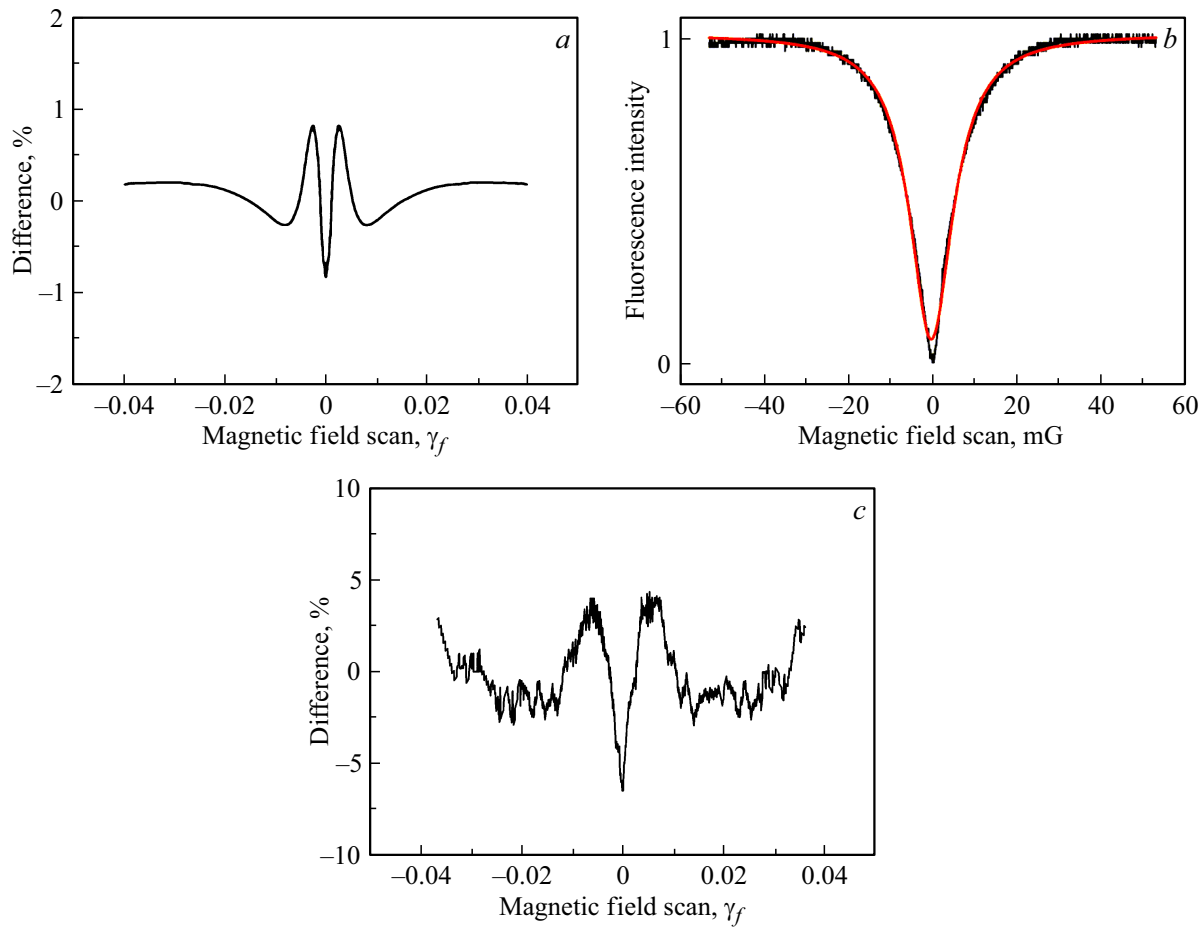


Рис. 5. Сравнение расчетного и экспериментального нелинейного ханле-резонанса с лоренцевым контуром: (a) разность между теоретической формой резонанса и его лоренцевой аппроксимацией, (b) экспериментальный резонанс и его лоренцева аппроксимация (красная линия), (c) разность между экспериментально полученной формой резонанса и лоренцевой аппроксимацией. $\Omega_{Rabi} = 1 \text{ MHz}$ ($\sim 0.2\gamma_f$).

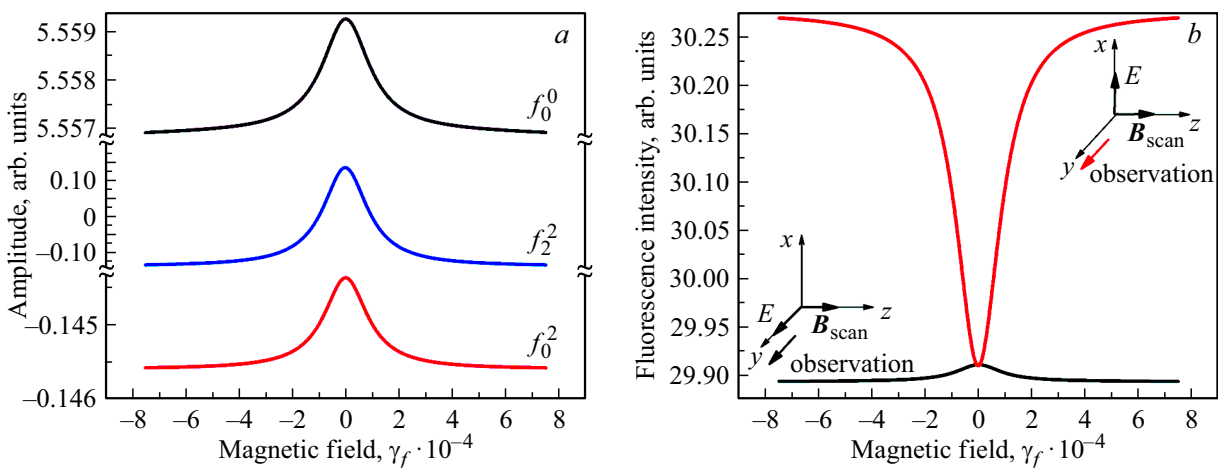


Рис. 6. Теоретически рассчитанные (a) амплитуды резонансов населенности и выстраивания в паразитном поле $\mathbf{B}'_y = 50\gamma_\phi^0$, для $\gamma_\phi = 2 \cdot 10^{-6}\gamma_f^0$, $\Omega_{Rabi}/\gamma_f^0 \sim 0.0125$, (b) резонансы неполяризованной флуоресценции в двух ортогональных направлениях наблюдения для тех же параметров.

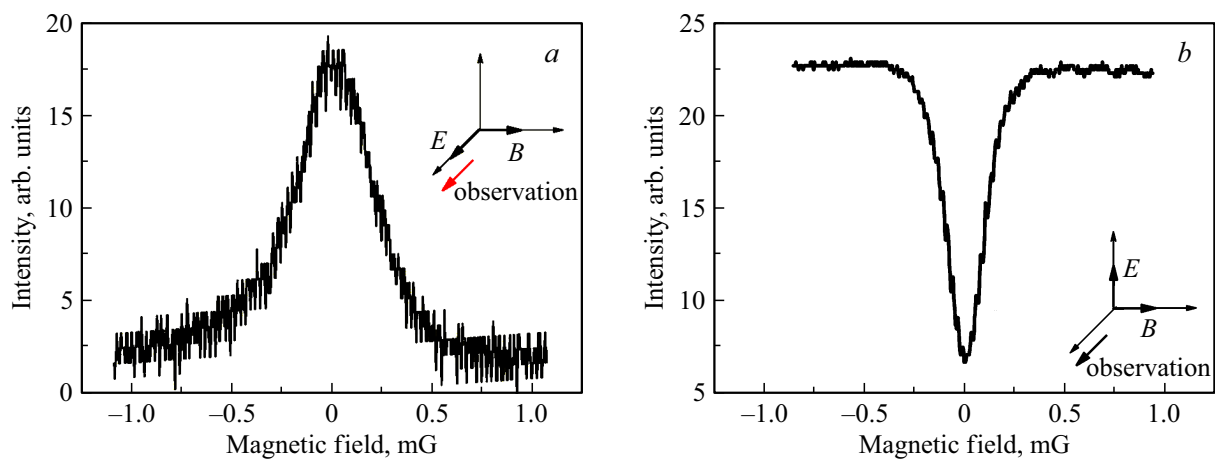


Рис. 7. Экспериментальный КРН-резонанс, наблюдаемый перпендикулярно (а) и параллельно (б) направлению \mathbf{E} .

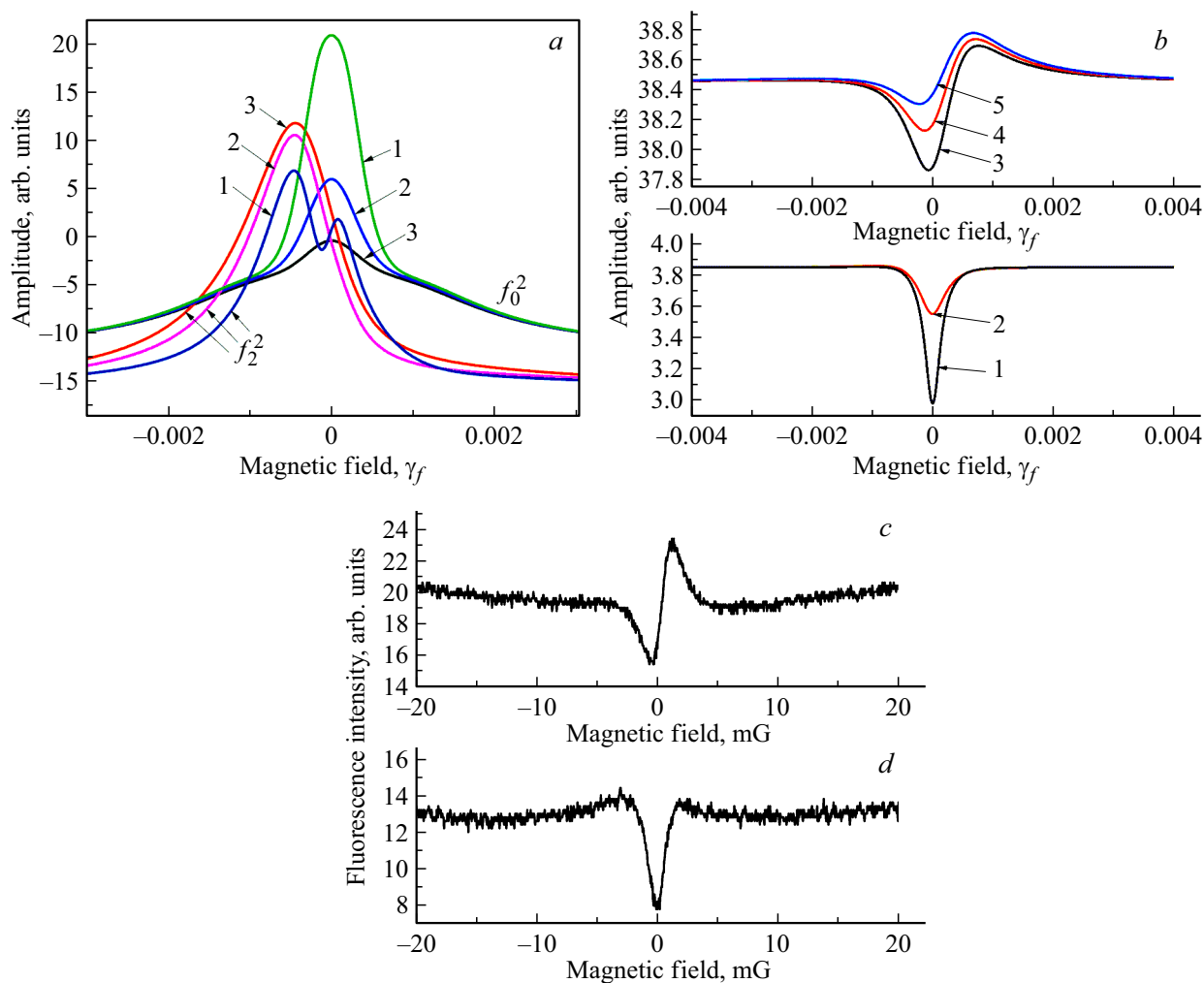


Рис. 8. Результаты теоретического расчета влияния деформированных резонансов выстраивания в поперечных магнитных полях на форму резонансов неполяризованной флуоресценции при $\mathbf{B}'_z = 48\gamma_\phi^0$ и $B'_y = 24$ (1), 48 (2), 64 (3) γ_ϕ^0 (а) или $B'_y = 12$ (1), 24 (2), 48 (3), 56 (4), 64 (5) γ_ϕ^0 (б). Экспериментальные записи без компенсации поперечного поля (с) и с его частичной компенсацией (д).

Зарегистрированные экспериментально интенсивности неполяризованной флуоресценции на резонансном переходе для той же геометрии наблюдения (рис. 6) и дополнительного магнитного поля представлены на рис. 7.

Сравнение показало, что как соотношение амплитуд и знака, так и соотношение ширин теоретически рассчитанных резонансов находятся в качественном соответствии с экспериментальными данными.

Обращение знака ханле-КПН резонанса во флуоресценции получено численными экспериментами также и при вариации мощности лазерного поля в поперечных магнитных полях без изменения геометрии регистрации.

В поперечных (по отношению к сканируемому магнитному полю \mathbf{B}_{scan}) полях $\mathbf{B}'_y, \mathbf{B}'_z \sim (20-60)\gamma_\phi^0$ для значений параметра Раби $1 > \Omega_{\text{Rabi}}/\gamma_f^0 > 0.3$ резонанс неполяризованной флуоресценции меняет форму и амплитуду, но остается темным. Уменьшение параметра Раби $\Omega_{\text{Rabi}}/\gamma_f^0$ в таких же паразитных полях приводит к трансформированию темного резонанса флуоресценции.

В слабом лазерном поле конкуренция со спонтанным переносом приводит к уменьшению амплитуды резонанса населенности на верхнем уровне. Численный эксперимент показал, что в лазерном поле $\Omega_{\text{Rabi}}/\gamma_f^0 \sim 0.1$ одновременное действие обоих паразитных полей деформирует резонансы продольного (f_2^2) и поперечного (f_2^2) выстраивания (рис. 8, *a*). При этом, как и следовало ожидать, резонанс продольного выстраивания симметричен относительно нуля развертки сканируемого магнитного поля. Асимметрия и расщепление резонансов поперечного выстраивания могут очень сильно изменить форму регистрируемых сигналов флуоресценции. На рис. 8 представлен результат численных расчетов резонансов выстраивания (*a*) для различных поперечных магнитных полей и сравнение расчетных резонансов флуоресценции (*b*) с экспериментом (*c, d*). Видно, что варьируя величины паразитных магнитных полей численным расчетом, можно получить качественное соответствие с экспериментальными резонансами флуоресценции (в некомпенсированном и частично компенсированном поле \mathbf{B}'_y). Подобный подход можно использовать для индикации компонент паразитных полей в заданной геометрии эксперимента.

Подчеркнем, что влияние поперечных магнитных полей на нелинейные ханле-резонансы зависит не только от интенсивности возбуждающего лазера (частоты Раби), но и от скоростей релаксации. При малых значениях частоты Раби спонтанный перенос населенности и когерентности успешно конкурирует с процессом накачки поляризованным лазерным излучением и влияет на создаваемую поперечным магнитным полем ориентацию основного состояния. Эта ориентация изменяет условия поглощения лазерного поля и таким образом влияет на создаваемую на верхнем уровне когерентность. Роль спонтанного переноса уменьшается с ростом интенсивности возбуждающего излучения. В ячейках с

антирелаксационным покрытием чувствительность резонансов к поперечным магнитным полям возрастает при уменьшении частоты Раби.

Заключение

Предложен и апробирован графический метод описания алгебраической системы оптических уравнений Блоха с использованием модифицированной разреженной матрицы системы уравнений (*sparse matrix*). Такое представление дает возможность рассматривать зависимость выбранной компоненты тензора от всех включенных в уравнения параметров атомной системы: частоты Раби, паразитных магнитных полей и констант релаксации. Роль каждого параметра в создании поляризационных моментов, которые наблюдаются во флуоресценции, можно визуализировать. Численным моделированием показано, что совместное влияние параметров на поляризационные моменты зависит от соотношения их величины, что указывает на конкуренцию соответствующих процессов взаимодействия. Такой подход позволяет объяснить особенности регистрируемых в эксперименте КПН-Ханле резонансов: асимметрию резонансов и появление дополнительных структур вокруг нулевой точки сканируемого магнитного поля.

Финансирование работы

Работа болгарских авторов была поддержана National Science Fund of Bulgaria по программе Bilateral project Bulgaria — Russia („Nonlinear spectroscopy of spatially restricted alkali vapor: methodology and applications“): ДНТС/Русия 01/5 from 23.06.2017 г. и DO08-19/2016, „New coherent and cooperative effects in hot alkali vapor“.

Работа российских авторов была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 17-52-18037) и государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 08-08). ТАВ работал в рамках госзадания 3.4903.2017/6.7.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Franzen W. // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 850. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.115.850>
- [2] Alexandrov E., Chaika M., Hvestenko G. // 1991 Interference of Atomic States, Berlin: Springer, doi 10.1007/978-3-642-84442-3
- [3] Budker D., Gawlik W., Kimball D.F., Rochester S.M., Yaschuk V.V., Weis A. // Rev. Mod. Phys. 2002. V. 74. N 4. P. 1153. doi 10.1103/RevModPhys.74.1153
- [4] Arimondo E. // Prog. Opt. 1996. V. 35. P. 257. doi 10.1016/S0079-6638(08)70531-6

- [5] *Renzoni F., Maichen W., Windholz L., Arimondo E.* // Phys. Rev. A. 1997. V. 55. P. 3710. doi 10.1103/PhysRevA.55.3710
- [6] *Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.* // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 633. doi 10.1103/RevModPhys.77.633.
- [7] *Александров Е.Б., Бонч-Бруевич А.М., Ходовой В.А.* // Опт. и спектр. 1967. Т. 23. С. 282.
- [8] *Dupont-Roc J., Haroche S., Cohen-Tannoudji J.C.* // Phys. Lett. A. 1969. V. 28. P. 638. doi 10.1016/0375-9601(69)90480-0
- [9] *Andreeva C., Cartaleva S., Dancheva Y., Biancalana V., Burchianti A., Marinelli C., Mariotti E., Moi L., Nasyrov K.* // Phys. Rev. A. 2002. V. 66. 012502. doi 10.1103/PhysRevA.66.012502
- [10] *Blushs K., Auzinsh M.* // Phys. Rev. A. 2004. V. 69. 063806. doi 10.1103/PhysRevA.69.063806
- [11] *Huss A., Lammegger R., Windholz L., Alipieva E., Gateva S., Petrov E., Taskova E., Todorov G.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2006. V. 23. P. 1729. doi 10.1364/JOSAB.23.001729
- [12] *Pfleghaa E., Wurster J., Kanorsky S.I., Weis A.* // Opt. Commun. 1993. V. 99. P. 303. doi 10.1016/0030-4018(93)90333-Z
- [13] *Thomas J.E., Kelly M.J., Monchalin J.P., Kurnit N.A.* // Phys. Rev. A. 1977. V. 15. P. 2356. doi 10.1103/PhysRevA.15.2356
- [14] *Thomas J.E., Quivers W.W.* // Phys. Rev. A. 1980. V. 22. N 5. P. 2115. doi 10.1103/PhysRevA.22.2115
- [15] *Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I., Stähler M., Wynands R., Kitching J., Hollberg L.* // Phys. Rev. A. 2004. V. 69. 024501. doi 10.1103/PhysRevA.69.024501
- [16] *Gateva S., Alipieva E., Domelunksen V., Polischuk V., Taskova E., Slavov D., Todorov G.* // Proc. SPIE. 2008. V. 7027. P. 70270I. doi 10.1117/12.822456
- [17] *Decomps B., Dumont M., Ducloy M.* Laser Spectroscopy of Atoms and Molecules, Berlin:Springer, 1976, ISBN 3-540-07324-8; Электронный ресурс. Режим доступа: https://link.springer.com/chapter/10.1007%2F3-540-07324-8_11
- [18] *Окуневич А.И.* // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. № 2. С. 193; *Okunevich A.I.* // Opt. Spectrosc. 2001. V. 91. N 2. P. 177. doi 10.1134/1.1397836
- [19] *Budker D., Kimball D.F., Yashchuk V.V., Zolotarev M.* // Phys. Rev. A. 2002. V. 65. P. 55403. doi 10.1103/PhysRevA.65.055403.
- [20] *Yashchuk V.V., Budker D., Gawlik W., Kimball D.F., Malakyan Yu.P., Rochester S.M.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 253001. doi 10.1103/PhysRevLett.90.253001
- [21] *Petrov L., Slavov D., Arsov V., Domelunksen V., Polischuk V., Todorov G.* // Proc. SPIE. 2007. V. 6604. P. 66040H1. doi 10.1117/12.726888
- [22] *Renzoni F., Cartaleva S., Alzetta G., Arimondo E.* // Phys. Rev. A. 2001. V. 63. P. 065401. doi 10.1103/PhysRevA.63.065401
- [23] *Breschi E., Weis A.* // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. P. 053427. doi 10.1103/PhysRevA.86.053427
- [24] *Todorov G., Petrov L., Slavov D., Polischuk V., Chaika M.P.* // Proc. SPIE. 2003. V. 5449. P. 380. doi 10.1117/12.563208
- [25] *Soo Kyoung Kim, Han Seb Moon, Kyoungdae Kim, Jung Bog Kim* // Phys. Rev. A. 2003. V. 68. P. 063813. doi 10.1103/PhysRevA.68.063813
- [26] *Ducloy M., Dumont M.* // Le journal de Physique. 1970. V. 31. P. 419.
- [27] *Akulshin A.M., Barreiro S., Lezama A.* // Phys. Rev. A. 1997. V. 57. P. 2996. doi 10.1103/PhysRevA.57.2996
- [28] *Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I.* // Phys. Rev. A. 1999. V. 61. P. 011802. doi 10.1103/PhysRevA.61.011802
- [29] *Dancheva Y., Alzetta G., Cartaleva S., Taslakov M., Andreeva Ch.* // Opt. Commun. 2000. V. 178. P. 103. doi 10.1016/S0030-4018(00)00643-X
- [30] *Todorov G., Chaika M.P., Ruseva V., Arsov V., Durmenov N., Bahnev B.* // Proc. SPIE. 2001. V. 4397. P. 156. doi 10.1117/12.425123
- [31] *Goren C., Wilson-Gordon A.D., Rosenbluh M., Friedmann H.* // Phys. Rev. A. 2003. V. 67. P. 033807. doi 10.1103/PhysRevA.67.033807
- [32] *Auzinsh M., Ferber R., Gahbauer F., Jarmola A., Kalvans L.* // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. P. 053404. doi 10.1103/PhysRevA.79.053404
- [33] *Насыров К.А.* // Автометрия. 2010. Т. 46. С. 54; *Nasyrov K.A.* // Optoelectron. Instrum. Data Process. 2010. V. 46. № 3. P. 248.
- [34] *Дьяконов М.И., Перель В.И.* // Опт. и спектр. 1966. Т. 20. № 3. С. 472; *Dyakonov M.I., Perel V.I.* // Opt. Spectrosc. 1966. V. 20. P. 101.
- [35] *Graf M.T., Kimball D.F., Rochester S.M., Kerner K., Wong C., Budker D., Alexandrov E.B., Balabas M.V., Yashchuk V.V.* // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 023401. doi 10.1103/PhysRevA.72.023401
- [36] *Taskova E., Alipieva E., Todorov G.* // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2018. V. 51. N 3. P. 035005. doi 10.1088/1361-6455/aa9c36
- [37] *Дьяконов М.И.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 6. С. 1213.
- [38] *Rubidium 87 d line data.* Steck D.A. Режим доступа: <https://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>
- [39] *Polischuk V., Domelunksen V., Alipieva E., Todorov G.* // Bulg. J. Phys. 2012. V. 39. P. 150; Электронный ресурс. Режим доступа: <http://www.bjp-bg.com/paper1.php?id=624>