

# ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ЭФФЕКТАХ ПРОЗРАЧНОСТИ И АБСОРБЦИИ, ИНДУЦИРОВАННЫХ ПОЛЕМ ОДНОНАПРАВЛЕННЫХ ВОЛН

Э. Г. Сапрыкин<sup>a</sup>, А. А. Черненко<sup>b\*</sup>

<sup>a</sup> *Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>b</sup> *Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 23 ноября 2017 г.

Численным моделированием и аналитически исследуются физические процессы, формирующие спектры резонансов насыщенного поглощения и магнитного сканирования на атомном переходе с моментом уровней  $J = 1$  в поле однонаправленных волн произвольной интенсивности при изменении направления их поляризации. Показано, что аномалии спектров нелинейных резонансов определяются поляризацией волн и степенью открытости атомного перехода, а наблюдаемые на опыте аномалии спектров магнитного сканирования обусловлены магнитной когерентностью, наводимой полями непосредственно на уровнях нижнего состояния, а не переносом ее с возбужденных состояний, как представлялось ранее.

DOI: 10.1134/S0044451018080023

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования нелинейных спектроскопических эффектов при резонансном взаимодействии нескольких световых полей с вырожденными атомными системами ведутся уже длительное время. Интерес к ним обусловлен рядом интересных физических процессов в данных системах, включая эффекты интерференции атомных состояний, приводящие к узким резонансным структурам в исследуемых спектрах. Впервые возникновение когерентности атомных состояний при двухфотонных переходах наблюдалось еще в опытах с некогерентными источниками излучения [1]. Работы в этом направлении развивались довольно интенсивно (см., например, обзор [2]). С развитием лазерной нелинейной спектроскопии исследование когерентных явлений получило еще более широкое развитие. При этом имело место и изменение названий явлений, и неадекватное их толкование. Некоторые аспекты использованных в таких исследованиях подходов, включая неверную интерпретацию результатов, кратко рассмотрены во введении к работе [3].

В случаях, когда одно из лазерных полей намного интенсивнее другого, стал широко использоваться термин электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП). А резонансы, меняющие знак как при частотном сканировании, так и в методе магнитного сканирования при изменении взаимного направления поляризаций линейно поляризованных однонаправленных лазерных волн, получили название резонансов электромагнитно-индуцированной абсорбции (ЭИА) [4]. Возникновение резонансов ЭИА было объяснено каскадом магнитной когерентности возбужденных состояний атома в основное [5].

Позднее в работе [6] было сообщено и о регистрации в поле двух встречных лазерных волн сверхузких резонансов ЭИП и ЭИА, знаки амплитуд которых зависели от взаимной ориентации плоскостей поляризации волн. Однако, как показано в работе [3], механизм образования резонанса ЭИА так и не был выяснен.

В работе [3] анализировались зависимости спектров магнитного сканирования от направления поляризации полей в ситуации, отвечающей эксперименту [6]. Было показано, что основным физическим процессом, определяющим поведение амплитуд резонансов, регистрируемых на опыте, является непосредственно когерентность магнитных подуровней основного состояния, наводимая полями встречных

\* E-mail: chernen@isp.nsc.ru

когерентных волн. Результаты [3] дают основание предполагать, что и механизм образования резонанса ЭИА в однонаправленных волнах [4], предложенный в [5], также нуждается в уточнении.

Важно отметить, что не все регистрируемые в экспериментах особенности спектров резонансов ЭИА на вырожденных переходах находили объяснения в рамках механизма [5]. Поэтому приходилось привлекать и другие процессы, в частности, оптическую накачку и когерентное пленение населенностей [7], а также столкновительный перенос населенностей уровней [8], причем не всегда обоснованно, но они давали качественно схожие с экспериментом структуры резонанса.

Тем не менее спустя много лет, в развитие ранее принятой концепции [5] авторы работы [9] утверждают, что основной причиной образования узких структур в спектре нелинейного поглощения пробной волны на вырожденных переходах является спонтанный перенос на нижнее состояние низкочастотной когерентности магнитных подуровней, формируемой полями световых волн на верхнем состоянии. В обоснование этого ими были выполнены аналитические и численные исследования формы резонансов насыщенного поглощения при взаимодействии двух эллиптически поляризованных и близких по частоте сонаправленных световых волн с вырожденным дипольным переходом, имеющим произвольные значения полных моментов уровней.

При этом важно отметить, что в работе [9] нет анализа особенностей формы спектра, обусловленного процессом переноса магнитной когерентности, а они хорошо известны (см. [10–12]). В частности, интегральное по спектру пробного поля поглощение, связанное с каскадом когерентности, равно нулю. Это отвечает характерной для нелинейных интерференционных эффектов (НИЭФ, см. ссылки в [10]) знакопеременной форме переносимой структуры, чего в результатах работы [9] не обнаруживается. Нет в [9] и ссылки на работу [10], откуда в [5] была заимствована идея об интерференционном характере эффектов, обусловленном каскадом когерентности. Также в [9] нет количественной оценки вклада механизма каскадного переноса относительно вкладов других процессов, которые могут формировать в спектре нелинейного резонанса узкие структуры с шириной нижнего уровня, в частности процесса биений населенностей уровней, формирующего структуры, знак амплитуды которых зависит от степени открытости перехода [13].

В настоящей работе на примере перехода с моментом уровней  $J = 1$  анализируются физические

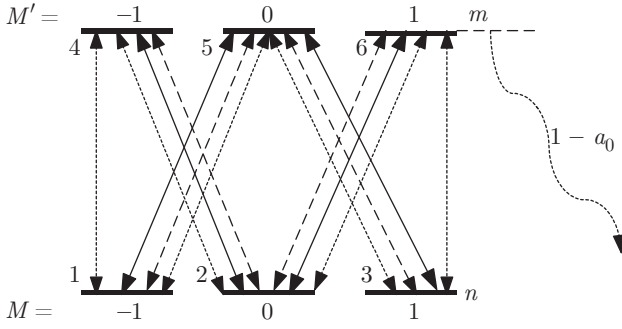
процессы, формирующие экспериментальные спектры резонансов насыщенного поглощения и магнитного сканирования в случае двух близких по частоте однонаправленных лазерных волн [4, 7]. Численным моделированием и аналитически показано, что особенности спектров резонансов при частотном сканировании определяются эффектом насыщения, величиной расщепления уровней магнитным полем и когерентными процессами, характер которых зависит от взаимного направления поляризаций оптических полей. При параллельных поляризациях полей — это биение населенностей уровней [13], а при ортогональных поляризациях — нелинейный интерференционный эффект и полевое расщепление уровней [14]. Вклад индуцированной оптическими полями магнитной когерентности уровней верхнего и нижнего состояний перехода в амплитуду резонанса насыщенного поглощения оказывается значительно меньшим.

Однако данный процесс является определяющим в формировании резонансов ЭИП и ЭИА в спектрах магнитного сканирования. При этом основной вклад вносит, как и во встречных волнах [3], непосредственно магнитная когерентность уровней нижнего состояния перехода, индуцируемая полями сильной и пробной волны, а вклад каскадного переноса магнитной когерентности уровней верхнего состояния на нижнее, как и влияние степени открытости перехода, малы и проявляются лишь количественно.

Представленные результаты показывают, что принятая в [5] и не претерпевшая изменения в течение длительного времени в [9] трактовка механизма образования резонанса ЭИА в однонаправленных волнах [4, 7], как результата каскадного переноса магнитной когерентности уровней возбужденного состояния атомов в основном, неверна и нуждается в уточнении.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим задачу о спектре поглощения пробного поля в газовой среде на атомном переходе с полным моментом уровней  $J = 1$  в присутствии поля однонаправленной сильной волны. Схема атомных переходов приведена на рис. 1. Сильная волна предполагается плоской, монохроматической, линейно поляризованной (частота  $\omega$ , волновой вектор  $\mathbf{k}$ , напряженность электрического поля  $\mathbf{E}$ ), резонансной атомному переходу  $m-n$  (частота перехода  $\omega_{mn}$ ). Пробная волна также монохроматическая (частота  $\omega_\mu$ , волновой вектор  $\mathbf{k}_\mu$ , напряженность электрического поля  $\mathbf{E}_\mu$ ) с линейной поля-



**Рис. 1.** Схема взаимодействия оптических полей с подуровнями перехода  $J = 1 - J = 1$ : сплошные линии — сильное поле; штриховые линии — пробное поле; пунктирные линии — спонтанный распад магнитных подуровней состояния  $m$  на уровни состояния  $n$  и прочие лежащие ниже уровни,  $1 - a_0$  — доля этого процесса

ризация, параллельной либо ортогональной поляризации сильного поля. Предполагается, что поглощающая газовая среда помещена в магнитное поле напряженностью  $\mathbf{H}$ , величина которого может меняться, а обе волны распространяются коллинеарно направлению магнитного поля. При решении задачи учитывается насыщение среды пробной волной в предположении ее слабости по сравнению с сильной. Газ полагается достаточно разреженным, чтобы можно было пренебречь столкновениями. Среда считается оптически тонкой.

Будем рассматривать задачу в системе координат с осью квантования вдоль направления вектора  $\mathbf{H}$  ( $\mathbf{H}$  вдоль оси  $z$ ). В этой системе координат при  $\mathbf{k}, \mathbf{k}_\mu \parallel \mathbf{H}$  для обоих полей разрешены переходы между уровнями с изменением магнитного квантового числа  $\Delta M = \pm 1$  (рис. 1). Из схемы видно, что в рассматриваемой системе уровней атома образуются  $\Lambda$ - и  $V$ -подсистемы, которые связаны между собой спонтанными переходами с изменением  $\Delta M = 0$ .

При решении задачи будем исходить из кинетических уравнений для матрицы плотности атомной системы. Согласно [14] динамика диагональных элементов матрицы плотности ( $\rho_i = \rho_{ii}$ ) в модели релаксационных констант описывается системой уравнений

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \Gamma_i \rho_i = Q_i + \sum_k A_{ki} \rho_k - 2 \operatorname{Re} \left( i \sum_j V_{ij} \rho_{ji} \right) - 2 \operatorname{Re} \left( i \sum_j V_{ij}^\mu \rho_{ji} \right). \quad (1)$$

Для недиагональных элементов матрицы плотности справедлива система уравнений

$$\frac{d\rho_{ik}}{dt} + (\Gamma_{ik} + i\omega_{ik})\rho_{ik} = -i[V, \rho]_{ik} - i[V^\mu, \rho]_{ik} + R_{ik}^{(2)}. \quad (2)$$

В уравнениях (1), (2) оператор полной производной есть  $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v}\nabla$ ,  $\Gamma_i$  — константы релаксации уровней,  $\Gamma_{ik}$  — полуширины линий переходов,  $Q_i$  — скорости возбуждения уровней. Слагаемое  $\sum_k A_{ki} \rho_k$  в системе уравнений (1) определяет спонтанный распад верхнего состояния  $m$  на нижнее состояние  $n$  (скорость данного процесса  $A_{mn}$ ), оно присутствует в уравнениях для населенностей нижних уровней и отсутствует в уравнениях для населенностей верхних уровней. При анализе формы линии важна величина  $a_0 = A_{mn}/\Gamma_m$  ( $a_0 \leq 1$ ), называемая параметром ветвления излучения с верхнего уровня. Величина  $1 - a_0$  определяет долю частиц, уходящих при спонтанном распаде верхнего  $m$  состояния помимо уровня  $n$  на прочие лежащие ниже уровни.  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{V}^\mu$  — операторы взаимодействия атома с сильным и пробным полями, определяемые соответственно как  $\mathbf{V} = -\mathbf{G} \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)) + \text{H.c.}$ ,  $\mathbf{V}^\mu = -\mathbf{G}^\mu \exp(i(\mathbf{k}_\mu \cdot \mathbf{r} - \omega_\mu t)) + \text{H.c.}$ , где операторы  $\mathbf{G} = d\mathbf{E}/2\hbar$ ,  $\mathbf{G}^\mu = d\mathbf{E}_\mu/2\hbar$ , а  $d$  — оператор дипольного момента. В уравнениях (2) слагаемое  $R_{ik}^{(2)}$  определяет спонтанный перенос магнитной когерентности с уровня  $m$  на уровень  $n$ . В переходах  $\Lambda$ - и  $V$ -типов перенос магнитной когерентности отсутствует.

Решения системы уравнений (1), (2) для матрицы плотности движущегося атома ищем в следующем виде (приближение первой гармоники по  $\varepsilon = \omega_\mu - \omega$ ): диагональные элементы как

$$\rho_i = \rho_i^0 + \rho_i^+ \exp(i(\varepsilon t - (\mathbf{k}_\mu - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r})) + \rho_i^- \exp(-i(\varepsilon t - (\mathbf{k}_\mu - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r})),$$

недиагональные элементы на разрешенных переходах как

$$\rho_{ik} = R_{ik} \exp(-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})) + R_{ik}^\mu \exp(-i(\omega_\mu t - \mathbf{k}_\mu \cdot \mathbf{r})) + R_{ik}^s \exp(-i(\omega_s t - \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r})),$$

а недиагональные элементы на запрещенном переходе как

$$\rho_{ik} = r_{ik}^0 + r_{ik}^+ \exp(i(\varepsilon t - (\mathbf{k}_\mu - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r})) + r_{ik}^- \exp(-i(\varepsilon t - (\mathbf{k}_\mu - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r})),$$

где  $\omega_s = 2\omega - \omega_\mu$ ,  $\mathbf{k}_s = 2\mathbf{k} - \mathbf{k}_\mu$ . Справедливость данного вида решения в стационарном случае для

исследуемого перехода в широком диапазоне интенсивностей пробной и насыщающей волны показана нами в работах [15, 16].

В приближении вращающихся оптических полей система уравнений для матрицы плотности (1), (2) сводится к системе уравнений относительно коэффициентов  $\rho_i^0, \rho_i^\pm, R_{ik}, R_{ik}^\mu, R_{ik}^s, r_{ik}^0, r_{ik}^\pm$ . Учитывая эрмитовость этих коэффициентов, далее выписываем только независимые уравнения.

Из уравнения (1) следует система уравнений для заселенностей подуровней нижнего состояния  $n$ :

$$\frac{d\rho_i^0}{dt} + \Gamma_n \rho_i^0 = Q_i + \sum_k A_{ki} \rho_k^0 + 2 \operatorname{Re} \left( i \sum_k G_{ik} R_{ki} \right) + 2 \operatorname{Re} \left( i \sum_k G_{ik}^\mu R_{ki}^\mu \right), \quad (3a)$$

$$\frac{d\rho_i^+}{dt} + (\Gamma_n + i(\varepsilon - (k_\mu - k)v)) \rho_i^+ = \sum_k A_{ki} \rho_k^+ + i \sum_k (G_{ik}^\mu R_{ki} - G_{ki} R_{ik}^\mu + G_{ik} R_{ki}^s), \quad (3b)$$

а также для заселенностей подуровней верхнего состояния  $m$ :

$$\frac{d\rho_k^0}{dt} + \Gamma_m \rho_k^0 = Q_k + 2 \operatorname{Re} \left( i \sum_i G_{ki} R_{ik} \right) + 2 \operatorname{Re} \left( i \sum_i G_{ki}^\mu R_{ik}^\mu \right), \quad (4a)$$

$$\frac{d\rho_k^+}{dt} + (\Gamma_m + i(\varepsilon - (k_\mu - k)v)) \rho_k^+ = i \sum_i (G_{ki} R_{ik}^\mu - G_{ik}^\mu R_{ki} - G_{ik} R_{ki}^s) \quad (4b)$$

(здесь значения индексов  $i = 1, 2, 3$ , а  $k = 4, 5, 6$ ).

Из уравнения (2) получаем следующие системы уравнений для коэффициентов  $R_{ik}, R_{ik}^\mu, R_{ik}^s$  для поляризации на разрешенных переходах:

$$\frac{dR_{ik}}{dt} + (\Gamma_{mn} - i\Omega_{ik}) R_{ik} = -iG_{ik}(\rho_i^0 - \rho_k^0) - iG_{ik}^\mu(\rho_k^+ - \rho_i^+) + iG_{il}r_{lk}^0 + iG_{il}^\mu r_{lk}^+, \quad (5a)$$

$$\frac{dR_{ik}^s}{dt} + (\Gamma_{mn} - i(\Omega_{ik} - (\varepsilon - (k_\mu - k)v))) R_{ik}^s = -iG_{ik}(\rho_i^+ - \rho_k^+) + iG_{il}r_{lk}^+, \quad (5b)$$

$$\frac{dR_{ik}^\mu}{dt} + (\Gamma_{mn} - i\Omega_{ik}^\mu) R_{ik}^\mu = -iG_{ik}(\rho_i^{+*} - \rho_k^{+*}) - iG_{ik}^\mu(\rho_i^0 - \rho_k^0) + iG_{il}r_{lk}^- + iG_{il}^\mu r_{lk}^0. \quad (5c)$$

Здесь индексы  $i$  и  $k$  обозначают подуровни разных состояний, а индексы  $l$  и  $k$  — подуровни одного состояния, подуровни нумеруются согласно рис. 1. В системах уравнений (3)–(5)  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_m$  — константы релаксации нижних и верхних уровней,  $\Gamma_{mn}$  — однородная полуширина линии перехода,  $\Omega_{ik} = (\omega - \omega_{ik} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})$  и  $\Omega_{ik}^\mu = (\omega_\mu - \omega_{ik} - \mathbf{k}_\mu \cdot \mathbf{v})$  — значения отстроек частот сильного и пробного полей от частот  $\omega_{ik}$  переходов между магнитными подуровнями верхнего  $m$  и нижнего  $n$  состояний с учетом доплеровского сдвига,  $\mathbf{v}$  — вектор скорости атома.

Уравнения для коэффициентов  $r_{ik}^0, r_{ik}^\pm$  для поляризации на запрещенных переходах между магнитными подуровнями (3–1 и 6–4) имеют вид

$$\frac{dr_{ik}^0}{dt} + (\Gamma_{ik} + i\omega_{ik}) r_{ik}^0 = i(G_{il}R_{lk} - G_{lk}R_{li}^* + G_{il}^\mu R_{lk}^\mu - G_{lk}^\mu R_{li}^{\mu*}) - 0.5A_{mn}r_{64}^0, \quad (6a)$$

$$\frac{dr_{ik}^+}{dt} + (\Gamma_{ik} + i(\omega_{ik} + (\varepsilon - (k_\mu - k)v))) r_{ik}^+ = i(G_{il}^\mu R_{lk} - G_{lk}R_{li}^{\mu*} + G_{il}R_{lk}^s) - 0.5A_{mn}r_{64}^+. \quad (6b)$$

Здесь  $\omega_{ik}$  — частоты переходов между магнитными подуровнями нижнего  $n$  либо верхнего  $m$  состояний,  $\Gamma_{ik}$  — полуширины линий этих переходов. Для нижнего состояния  $i = 3, k = 1, l = 5, \Gamma_{ik} = \Gamma_n$ ; для верхнего состояния  $i = 6, k = 4, l = 2, \Gamma_{ik} = \Gamma_m$ . Для верхнего состояния в правых частях уравнений (6) будет отсутствовать последнее слагаемое, описывающее спонтанный перенос магнитной когерентности с верхнего состояния на нижнее. Скорость спонтанного переноса магнитной когерентности в рассматриваемой структуре уровней полагалась равной  $-A_{mn}/2$  [14].

Далее будем рассматривать решения системы уравнений (3)–(6) в стационарных условиях для случая близких по частоте однонаправленных ( $\omega \approx \omega_\mu, \mathbf{k}_\mu \approx \mathbf{k}$ ) волн.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ИСХОДНЫХ УРАВНЕНИЙ

Стационарные системы уравнений для матрицы плотности (3)–(6) решались численно при вариации значений ширин верхнего  $\Gamma_m$  и нижнего  $\Gamma_n$

уровней атома, параметра ветвления  $a_0$  и интенсивностей оптических полей с использованием следующих релаксационных характеристик перехода:  $\Gamma_m = 5.5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\Gamma_n = 10^5 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $\Gamma_{mn} = (\Gamma_m + \Gamma_n)/2$ . При этом значения ширин уровней изменялись от указанных выше величин до значений  $\Gamma_m = \Gamma_n = \Gamma_{mn}$  (при сохранении постоянным значения полуширины перехода  $\Gamma_{mn}$ ), а величина параметра ветвления  $a_0$  варьировалась в диапазоне  $0.1 \div 1$ . Ширины линий запрещенных переходов между магнитными подуровнями нижнего и верхнего состояний полагались равными значениям ширин нижнего и верхнего уровней. Доплеровская ширина линии принята равной  $kv_T = 5.2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ , диапазон интегрирования скоростей частиц составил  $\pm 3kv_T$  с шагом  $\Delta kv_T = (10^{-3} \div 10^{-4})kv_T$ . Параметры насыщения сильного  $\kappa_s$  и пробного  $\kappa_p$  полей были выбраны в виде

$$\kappa_s = 2 \left( \frac{dE}{2\sqrt{3}\hbar} \right)^2 \frac{\gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}\Gamma_m\Gamma_n},$$

$$\kappa_p = 2 \left( \frac{dE_\mu}{2\sqrt{3}\hbar} \right)^2 \frac{\gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}\Gamma_m\Gamma_n},$$

где  $E$ ,  $E_\mu$  — напряженности циркулярных компонент сильного и пробного полей,  $d$  — приведенный матричный элемент дипольного момента перехода  $m-n$ ,  $\gamma_{mn} = \Gamma_m + \Gamma_n - A_{mn}$ . Значения параметров насыщения варьировались в пределах  $\kappa_s = 0.1 \div 50$ ,  $\kappa_p \leq \kappa_s$ . Ниже представлены результаты при значении параметра насыщения пробного поля  $\kappa_p = 10^{-3}$ .

Формы линий поглощения пробного и сильного полей (в расчете на один атом) определялись соотношениями

$$\frac{\alpha_\mu}{\alpha_0} = -\Gamma_{mn} \left\langle \text{Re} \left( \frac{i \sum_{i,k} R_{ik}^\mu G_{ki}^\mu}{|G^\mu|^2} \right) \right\rangle,$$

$$\frac{\alpha_s}{\alpha_0} = -\Gamma_{mn} \left\langle \text{Re} \left( \frac{i \sum_{i,k} R_{ik} G_{ki}}{|G|^2} \right) \right\rangle.$$

Здесь обозначение  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по максвелловскому распределению частиц по скоростям,  $\alpha_0 = 4\pi\omega_{mn}d^2/c\hbar\Gamma_{mn}$  — сечение резонансного поглощения. Вероятности  $A_{ki}$  спонтанного распада магнитных подуровней по каждому из разрешенных каналов в расчетах полагались одинаковыми и равными  $A_{mn}/2$ .

Наряду с формами линий поглощения пробной и сильной волн рассчитывались также зависимости

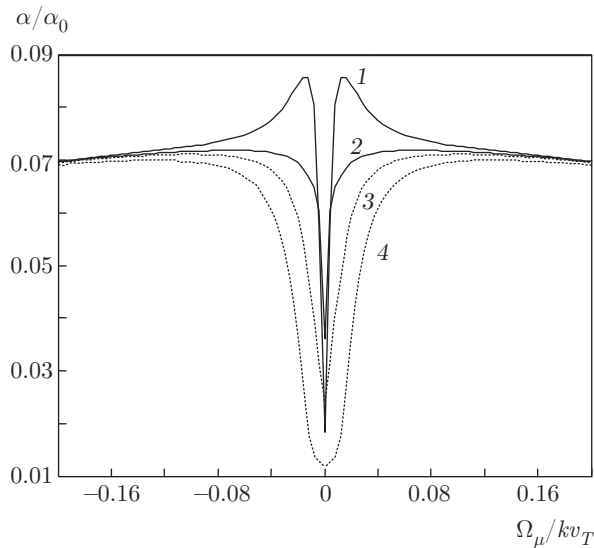
их амплитуд в центре линии перехода (при отстройках частот полей  $\Omega = \Omega_\mu = 0$ ) от величины расщепления уровней — так называемые спектры магнитного сканирования. Именно такие зависимости регистрировались в опытах [4, 6, 7], а наблюдаемые в спектрах узкие резонансы получили названия резонансов ЭИП и ЭИА. При расчетах спектров насыщенного поглощения и магнитного сканирования величины расщепления уровней верхнего и нижнего состояний полагались одинаковыми.

Для выявления физических причин зависимости спектров резонансов насыщенного поглощения и магнитного сканирования от взаимной ориентации поляризаций световых волн нами были исследованы вклады в форму этих резонансов эффектов, обусловленных магнитной когерентностью, индуцированной оптическими полями на нижних уровнях  $\Lambda$ -схемы перехода; магнитной когерентностью, индуцированной полями на верхних уровнях в V-схеме с последующим ее переносом на уровни нижнего состояния; нелинейной поляризацией на комбинационной частоте  $\omega_s = 2\omega - \omega_\mu$ . Отметим, что именно перенос магнитной когерентности с верхних уровней на нижние и обуславливает, по мнению авторов [5], пиковую форму резонанса (эффект ЭИА) в спектрах магнитного сканирования при ортогональных поляризациях полей в спектроскопии однонаправленных волн. Для определения вкладов указанных выше процессов в данной работе при моделировании из системы стационарных уравнений (3)–(6) исключались соответствующие слагаемые (полагалось  $R_{ik}^{(2)} = 0$  либо  $R_{ik}^s = 0$ ).

### 3.1. Спектры насыщенного поглощения пробной волны

Результаты численного моделирования спектров насыщенного поглощения пробной волны на исследуемом переходе показали, что форма спектров зависит как от релаксационных характеристик перехода (констант релаксации  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_m$ ,  $\Gamma_{mn}$ , параметра ветвления  $a_0$ ) и интенсивностей (параметров насыщения) сильной и пробной волн, так и от взаимной ориентации плоскостей поляризаций этих волн.

Характерные спектры насыщенного поглощения пробного поля в однонаправленных волнах в отсутствие расщепления уровней показаны на рис. 2 для двух типов переходов (открытого с параметром  $a_0 = 0.5$  и закрытого с параметром  $a_0 = 1$ ) при ортогональных и параллельных поляризациях полей и значениях параметров насыщения  $\kappa_s = 1$ ,  $\kappa_p = 0.001$ .



**Рис. 2.** Формы резонанса насыщенного поглощения пробной волны при  $\Omega = 0$ ,  $\kappa_s = 1$ ,  $\kappa_p = 0.001$ ,  $\Gamma_n = 0.1\Gamma_m$ ,  $a_0 = 1$  (1, 4), 0.5 (2, 3). Сплошные линии (1, 2) — ортогональные поляризации, пунктирные линии (3, 4) — параллельные поляризации полей

В случае ортогональных поляризаций полей на доплеровском контуре линии поглощения пробной волны вблизи нулевых расстройек частот полей формируется нелинейный резонанс в виде узкого провала на фоне широкого пика поглощения небольшой амплитуды (кривые 1, 2). Форма данного резонанса подобна резонансу, наблюдаемому в трехуровневой  $\Lambda$ -схеме переходов [14].

Расчеты показывают, что при фиксированных интенсивностях полей ширина узкого провала резонанса определяется константой релаксации нижнего уровня  $\Gamma_n$ , а ширина пиковой структуры и положение ее максимумов — константой релаксации поляризации  $\Gamma_{mn}$ . При этом амплитуды пика и провала резонанса оказываются зависимыми от значений параметра ветвления  $a_0$ . С уменьшением значения параметра  $a_0$  в диапазоне  $a_0 = 1 \div 0$  происходит уменьшение как глубины узкого провала, так и амплитуды пиковой структуры резонанса вплоть до ее исчезновения (кривые 1, 2). Значение критического параметра ветвления, при котором пиковая структура исчезает, находится в диапазоне  $a_0 \approx 0.75 \div 0.60$  при изменении параметра насыщения сильного поля в области значений  $\kappa_s = 0.1 \div 100$ .

В случае параллельных поляризаций полей нелинейный резонанс проявляется на доплеровском контуре линии поглощения пробной волны вблизи нулевых расстройек частот полей в виде широкого

провала, внутри которого формируется узкий пик просветления небольшой амплитуды. Такая структура нелинейного резонанса наблюдается как на открытом ( $a_0 = 0.5$ , кривая 3), так и на закрытом переходе ( $a_0 = 1$ , кривая 4) и подобна структуре резонанса, который наблюдается на открытом переходе в системе двух невырожденных уровней [13].

Здесь при фиксированных параметрах насыщения полей с уменьшением параметра ветвления перехода в диапазоне значений  $a_0 = 1 \div 0$  происходит уменьшение амплитуды и особенно ширины основного провала (приблизительно в 2 раза в условиях рис. 2) с одновременным увеличением амплитуды и контраста узкой структуры резонанса. В этом случае ширина основного провала резонанса, как следует из аналитических и численных расчетов, определяется константой релаксации поляризации  $\Gamma_{mn}$  и значениями параметров насыщения полей (полевым уширением), а ширина узкой структуры — константой релаксации  $\Gamma_n$  нижнего уровня. С уменьшением величины  $\Gamma_n$  уменьшается ширина и растет амплитуда узкой структуры резонанса.

Зависимость характеристик нелинейного резонанса от значения параметра ветвления  $a_0$  обусловлена тем фактом, что с увеличением открытости перехода (уменьшением значения параметра  $a_0$ ) заданное значение параметра насыщения  $\kappa_s$  реализуется, согласно его определению, при меньших значениях напряженности насыщающего поля. При параллельных поляризациях полей спектр нелинейного резонанса формируется в основном двухуровневыми схемами перехода. В этом случае уменьшение напряженности насыщающего поля на переходе  $J = 1 - J = 1$ , как и в двухуровневой системе [13], приводит к уменьшению вклада когерентной части резонанса и, соответственно, к изменению его полной амплитуды и ширины. При ортогональных поляризациях полей резонанс формируется в трехуровневых схемах перехода. В этом случае уменьшение напряженности сильного поля (через изменение  $a_0$ ) приводит в исследуемом диапазоне параметров в основном к изменению амплитуд компонент резонанса и меньше сказывается на ширинах компонент.

Влияние интенсивности сильной волны на параметры нелинейного резонанса при любых поляризациях волн носит типичный для двухуровневой системы характер [14]: с увеличением интенсивности происходит увеличение амплитуд и ширин как провалов, так и пиковой структуры резонанса, причем эффект уширения провалов значительно больше в случае параллельных поляризаций полей.

Влияние интенсивности пробной волны проявляется иным образом: рост ее интенсивности приводит к уменьшению амплитуд пиковой структуры и провала резонанса, а также к уменьшению амплитуды доплеровского крыла линии поглощения, подобно случаю встречных волн [15].

Изменение соотношения констант релаксации уровней (при  $\Gamma_n \rightarrow \Gamma_m$ ) при постоянном значении полуширины перехода  $\Gamma_{mn}$  приводит к увеличению коэффициента поглощения в крыле линии, уменьшению амплитуды пиковой части резонанса (при ортогональных поляризациях полей) и увеличению амплитуд и ширин резонанса в виде провала.

Расщепление уровней атомного перехода (например, магнитным полем) приводит к изменению формы резонансов насыщенного поглощения пробной волны. Характерное поведение форм нелинейных резонансов при различных величинах расщепления  $\Omega_H$  уровней показано на рис. 3 для перехода закрытого типа при параметрах насыщения полей  $\kappa_s = 1$ ,  $\kappa_p = 10^{-3}$ .

В случае ортогональных поляризаций полей в области расщеплений уровней, меньших однородной ширины перехода  $\Omega_H \leq \Gamma_{mn}$  ( $\Omega_H \leq 5\Gamma_n$ ), с ростом величины  $\Omega_H$  (рис. 3а) наблюдается переход от двухконтурной формы резонанса к провалу с увеличением ширины и амплитуды провала (кривые 1, 2). При расщеплениях, превышающих однородную ширину  $\Omega_H > \Gamma_{mn}$ , на склоне контура линии возникают узкие структуры (кривая 3), которые при значительных расщеплениях  $\Omega_H \gg \Gamma_{mn}$  преобразуются в отдельные резонансы с максимумами вблизи отстроек частот  $\Omega_\mu = \pm 2\Omega_H$  (кривая 4), форма которых подобна форме резонанса в отсутствие расщепления уровней (кривая 1). При этом внутри широкого провала вблизи  $\Omega_\mu = 0$  формируется узкий провал небольшой амплитуды.

В случае параллельных поляризаций полей характер изменения формы резонанса при малом расщеплении уровней перехода  $\Omega_H \leq \Gamma_{mn}$  (рис. 3б) оказывается сложнее, чем при ортогональных поляризациях полей. В этом случае наблюдается небольшое сужение исходного провала (кривая 1) с усложнением его структуры: вблизи центра линии узкий провал малой амплитуды на кривой 1 инвертируется в узкий пик малой амплитуды (кривые 2, 3). При этом на склонах кривых 2, 3 формируются узкие провалы с возрастающей амплитудой. При расщеплениях уровней, больших однородной ширины  $\Omega_H \gg \Gamma_{mn}$ , узкий пик поглощения вблизи центра линии снова приобретает форму провала (кривая 4), а из дополнительных провалов вблизи отстроек час-

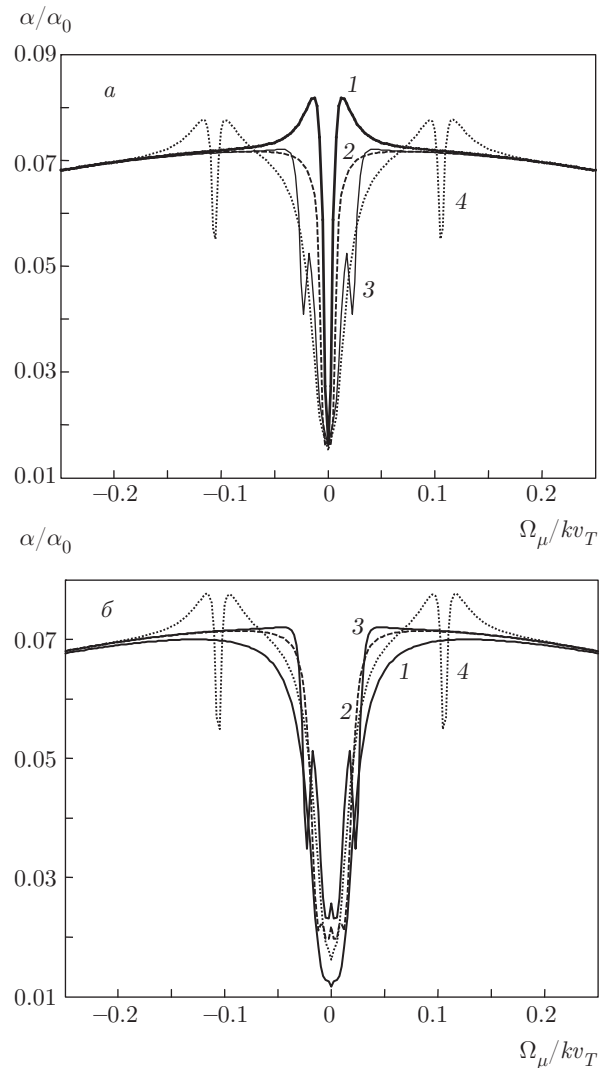


Рис. 3. Формы резонанса при расщеплении уровней на закрытом переходе ( $a_0 = 1$ ) при ортогональных (а) и параллельных (б) поляризациях полей:  $\Omega = 0$ ,  $\kappa_s = 1$ ,  $\kappa_p = 0.001$ ,  $\Gamma_n = 0.1\Gamma_m$  и расщеплениям уровней  $\Omega_H = 0$  (1, сплошная кривая),  $5\Gamma_n$  (2, штриховая),  $10\Gamma_n$  (3, сплошная),  $50\Gamma_n$  (4, пунктирная)

тот  $\Omega_\mu = \pm 2\Omega_H$  формируются двухконтурные резонансы, схожие со случаем ортогональных поляризаций волн (рис. 3а, кривая 4).

Сравнение кривых 4 на рис. 3а и 3б показывает, что при расщеплениях уровней, значительно превышающих однородную ширину перехода ( $\Omega_H \gg \Gamma_{mn}$ ), формы нелинейных резонансов при ортогональных и параллельных поляризациях полей становятся практически одинаковыми. Резонансы проявляются на доплеровском контуре линии поглощения пробной волны в виде широкого провала вблизи частоты сильной волны ( $\Omega_\mu = 0$ ) и двух

узких структур, смещенных на удвоенную частоту расщепления уровней ( $\Omega_\mu = \pm 2\Omega_H$ ).

Широкий провал в спектре нелинейного поглощения формируется при взаимодействии полей сильной и пробной волн одинаковых циркулярных поляризааций с двухуровневыми переходами, образующимися между магнитными подуровнями в системе расщепленных уровней верхнего и нижнего состояний движущегося атома. По характеристикам этот резонанс подобен резонансу, исследованному в работе [13]. В частности, в форме широкого провала вблизи  $\Omega_\mu = 0$  наблюдается узкий пик просветления, характерный для резонанса в системе двух уровней на открытом переходе. Образование в структуре вырожденных уровней закрытого перехода резонанса со свойствами открытого перехода связано с тем, что для каждого магнитного подуровня верхнего состояния существует канал спонтанного распада на магнитные подуровни нижнего состояния, не входящие в двухуровневую схему перехода (происходит ветвление излучения на магнитные подуровни нижнего состояния).

Резонансы на смещенных частотах ( $\Omega_\mu = \pm 2\Omega_H$ ) формируются при взаимодействии полей сильной и пробной волн противоположных циркулярных поляризааций с трехуровневыми подсистемами расщепленных состояний атома. При этом основной вклад в форму данных резонансов вносят  $\Lambda$ -схемы перехода, а сами резонансы подобны наблюдаемым при ортогональных поляризаациях волн в отсутствие расщепления уровней. Различие в амплитудах обусловлено различием числа атомов (примерно в 2 раза) в скоростных группах, формирующих эти резонансы.

В случае открытых переходов ( $a_0 < 1$ ) поведение формы резонансов насыщенного поглощения (представленных на рис. 2 кривыми 2, 3) при расщеплении уровней перехода в основном подобно поведению спектров резонансов на закрытом переходе (рис. 3). Однако здесь не проявляется тонкая структура спектров вблизи центра линии, наблюдаемая в случае параллельных поляризааций (рис. 3б) при малых расщеплениях уровней  $\Omega_H \leq \Gamma_{mn}$ .

### 3.2. Спектры магнитного сканирования

Характерные зависимости амплитуды резонанса насыщенного поглощения пробной волны в центре линии исследуемого перехода от величины расщепления уровней — спектры магнитного сканирования — приведены на рис. 4 для открытого ( $a_0 = 0.5$ , кривые 1, 2) и закрытого ( $a_0 = 1$ , кривые 3, 4) переходов при параллельных либо ортогональных по-

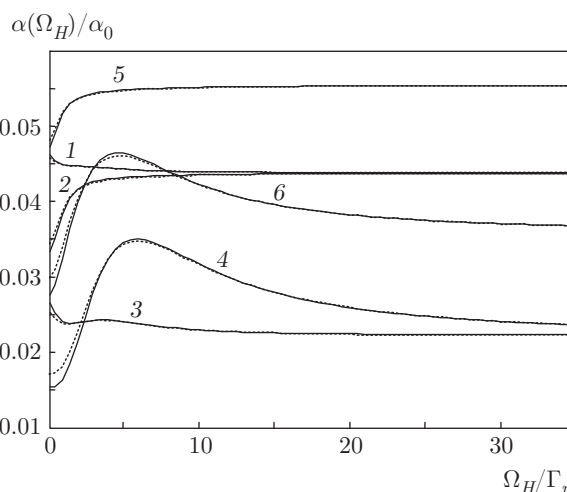


Рис. 4. Зависимости амплитуд резонансов в центре линии для пробной (1–4) и сильной (5, 6) волн от величины расщепления уровней при ортогональных (1, 3) и параллельных (2, 4) поляризациях сильного и пробного полей. Сплошные кривые — учет в решении всех процессов, пунктирные кривые — без вклада переноса магнитной когерентности с верхних уровней. Значения параметров:  $a_0 = 0.5$  (1, 2, 5), 1.0 (3, 4, 6);  $\kappa_s = 1$ ,  $\kappa_p = 10^{-3}$

ляризаациях полей и значениях параметров насыщения полей  $\kappa_s = 1$ ,  $\kappa_p = 10^{-3}$ . Для сравнения на рис. 4 также приведены спектры магнитного сканирования сильной волны (кривые 5, 6), рассчитанные в тех же условиях.

Из представленных зависимостей видно, что формы спектров магнитного сканирования как в пробной, так и в сильной волне носят резонансный характер с экстремумом вблизи нулевого значения расщепления уровней ( $\Omega_H = 0$ ). При этом в спектре сильной волны экстремум проявляется в виде провала, а в спектре пробной волны вид экстремума зависит, как и в случае встречных волн [3], от взаимной ориентации поляризааций пробного и сильного полей. При ортогональных поляризаациях полей наблюдается пиковая форма резонанса (кривые 1, 3), а при параллельных поляризаациях резонанс проявляется в виде провала (кривые 2, 4). При фиксированном значении параметра насыщения сильного поля  $\kappa_s$  амплитуда и ширина провала значительно превосходят амплитуду и ширину пиковой структуры. С ростом параметра насыщения в диапазоне  $\kappa_s \leq 10$  наблюдается рост ширин пика и провала резонанса, причем уширение провала значительно больше уширения пиковой структуры. При этом амплитуды провала и пика, а также их контрасты вначале также растут, достигают максимальных значений при



параметрах насыщения  $\kappa_s = 0.5 \div 1.0$ , а затем с ростом параметра  $\kappa_s$  происходит уменьшение этих величин.

Формы спектров магнитного сканирования оказываются зависимыми от степени открытости (параметра  $a_0$ ) атомного перехода, причем в спектре пробной волны наибольшее влияние параметра  $a_0$  обнаруживается при параллельных поляризациях полей. В этом случае на открытом переходе (при  $a_0 < 1$ ) резонанс в спектре проявляется в виде провала при расщеплении уровней  $\Omega_H = 0$  (кривая 2), а на закрытом переходе (кривая 4) наряду с провалом дополнительно формируется широкий пик с максимумом при расщеплении уровней  $\Omega_H > \Gamma_{mn}$ . При этом параметры (амплитуда и ширина) провала на закрытом переходе существенно превосходят параметры провала на открытом переходе, а амплитуда широкого пика сравнима с глубиной провала. С ростом параметра насыщения сильного поля  $\kappa_s$  увеличивается ширина пика, максимум пика смещается в сторону больших значений расщеплений уровней, при этом максимум контраста пика реализуется при значениях параметра насыщения  $\kappa_s \approx 1$ . Такой же характер зависимости от параметра ветвления  $a_0$  реализуется и в магнитном спектре сильной волны (ср. кривые 5, 6). Отметим, что подобные спектры магнитного сканирования наблюдались недавно экспериментально в одиночной волне на закрытом переходе в атоме Rb [17].

Укажем также, что на закрытом переходе при параметрах насыщения сильного поля  $\kappa_s > 1$  минимум провала в спектре магнитного сканирования пробной волны (кривая 4) смещается от значения  $\Omega_H = 0$ , что связано с проявлением в расчетных условиях эффекта расщепления уровней перехода сильным полем. При параметрах насыщения сильного поля  $\kappa_s < 1$  эффект расщепления уровней сильным полем не обнаруживается.

В случае ортогональных поляризаций полей в пробной волне наблюдается двухконтурный характер формы магнитного резонанса в виде узкого пика при  $\Omega_H = 0$  на фоне широкой подкладки как на открытом ( $a_0 = 0.5$ , кривая 1), так и на закрытом (кривая 3) переходе. При этом, если на открытом переходе с ростом величины расщепления уровней наблюдается монотонное уменьшение амплитуды подкладки, то на закрытом переходе при параметрах насыщения  $\kappa_s > 0.1$  в амплитуде подкладки возникает пик небольшой амплитуды. Максимум этого пика реализуется при расщеплениях уровней  $\Omega_H \lesssim \Gamma_{mn}$  (уже в пределах естественной ширины линии перехода), что существенно меньше зна-

чений расщеплений, при которых наблюдается максимум пиковой структуры магнитного спектра при параллельных поляризациях полей. Здесь изменение (рост) параметра насыщения сильного поля  $\kappa_s$  ведет к небольшому увеличению ширины и изменению контраста основного пика, а также к изменению амплитуды пика подкладки и сдвигу его максимума в сторону больших значений расщеплений уровней. Максимум контрастов пиков (основного и подкладки) реализуется в диапазоне значений параметра насыщения сильного поля  $\kappa_s = 0.5 \div 1.0$ .

Как показывают расчеты, ширины пика и провала в спектрах магнитного сканирования при расщеплении уровней  $\Omega_H = 0$  зависят от параметра насыщения  $\kappa_s$  сильного поля и при его малых значениях определяются константой релаксации нижнего уровня  $\Gamma_n$ . Ее значение в приведенном на рис. 4 случае значительно меньше однородной ширины перехода  $\Gamma_{mn}$ . Изменение соотношения значений ширин уровней от  $\Gamma_n \ll \Gamma_m$  до  $\Gamma_n = \Gamma_m$  при постоянной полуширине линии  $\Gamma_{mn}$  приводит, как и в форме линии поглощения пробного поля (рис. 2), к уменьшению амплитуд и увеличению ширин структур резонанса в спектрах магнитного сканирования.

На рис. 4 приведены также спектры магнитного сканирования, рассчитанные без учета переноса магнитной когерентности уровней верхнего состояния на нижнее (пунктирные кривые). Расчеты показали, что перенос магнитной когерентности с верхних уровней проявляется вблизи нулевого расщепления уровней и максимален на закрытом переходе. При соотношении констант уровней  $\Gamma_n = 0.1\Gamma_m$  максимум вклада переноса магнитной когерентности в амплитуду резонанса пробной волны реализуется в случае ортогональных поляризаций полей при параметрах насыщения сильного поля  $\kappa_s \approx 1 \div 2$  и может составлять величину приблизительно 25% от амплитуды резонанса (кривая 3). В случае параллельных поляризаций вклад переноса магнитной когерентности меньше и составляет величину  $\leq 15\%$  (кривая 4). Такова же величина максимального вклада процесса переноса магнитной когерентности в амплитуду резонанса магнитного сканирования сильной волны (кривая 6). С ростом значения параметра насыщения сильного поля при  $\kappa_s > 2$  величина вклада переноса уменьшается.

Отметим, что в случае однонаправленных волн вклад переноса магнитной когерентности уровней верхнего состояния на нижнее в амплитуду резонанса магнитного сканирования больше, чем в случае встречных волн [3], но тем не менее он и здесь составляет малую долю от магнитной когерентности,

индуцируемой полями непосредственно между подуровнями нижнего состояния.

Величину вклада магнитной когерентности нижних уровней в амплитуду резонанса частотного сканирования можно определить из графиков рис. 2–4. В случае параллельных поляризаций волн этот вклад в центре линии составляет приблизительно 15 ÷ 20 %, а при ортогональных поляризациях — менее 10 %.

Влияние поляризации, индуцируемой оптически полями на комбинационной частоте  $\omega_s = 2\omega - \omega_\mu$ , на амплитуду резонанса магнитного сканирования, как показывают расчеты, зависит от параметра насыщения сильного поля. При значениях параметра насыщения  $\kappa_s \leq 50$  доля данного процесса в амплитуде провала составляет  $\leq 5\%$ , а его доля в амплитуде пика оказывается еще меньше. При этом отметим, что при одинаковых условиях эффект переноса магнитной когерентности наблюдается при малых значениях расщеплений уровней ( $\Omega_H \leq 5\Gamma_n$ ), а эффект поляризации на комбинационной частоте проявляется в более широком диапазоне значений расщеплений.

### 3.3. Аналитическое описание спектра магнитного сканирования

Для выяснения физической причины возникновения сверхузких резонансов в спектрах магнитного сканирования, а также зависимости их формы от взаимной ориентации поляризаций световых полей найдем аналитические выражения для формы линии поглощения пробной волны. В приближении слабого пробного поля при пренебрежении эффектами, связанными с переносом магнитной когерентности и поляризацией на комбинационной частоте, из стационарной системы уравнений (3)–(6) можно получить следующее выражение для поляризации на частоте пробного поля, которое и определяет согласно (7) искомую форму линии:

$$R_{ki}^\mu = \frac{-i}{\Gamma_{mn} - i\Omega_{ki}^\mu} \left[ G_{ki}^\mu (\rho_k^0 - \rho_i^0) - iG_{kj}^\mu \frac{G_{jk}R_{ki} - G_{kj}R_{jk}}{\Gamma_{ij} + i\omega_{ij}} + i \frac{G_{ki}^\mu G_{kj}^\mu R_{jk}^\mu}{\Gamma_{ij} + i\omega_{ij}} \right], \quad (8)$$

где  $\rho_k^0, \rho_i^0, R_{ki}, R_{jk}$  — решение системы уравнений (3)–(6) при действии только сильного поля [14],  $\Omega_{ki}^\mu$  — отстройка частоты пробного поля с учетом доплеровского сдвига. Выражение (8) справедливо как в  $\Lambda$ -, так и в  $V$ -схемах перехода с соответствующими значениями индексов. В (8) первое слагаемое

определяет населенностную (некогерентную) часть поляризации пробного поля, а второе и третье слагаемые связаны с поляризацией на запрещенном переходе, наводимой полями сильной и пробной волн. Эти слагаемые имеют когерентную природу. При этом второе слагаемое обусловлено действием только сильного поля линейной поляризации, индуцирующего когерентность между уровнями  $i$  и  $j$  нижнего или верхнего состояний — магнитную когерентность этих уровней. Третье слагаемое более сложное и содержит когерентность, наводимую как полем только пробной волны (подобно сильному полю), так и совместным действием полей пробной и сильной волн (интерференционное слагаемое, включающее и НИЭФ [14]). При слабом пробном поле вклад данного слагаемого значительно меньше первых двух.

Для простоты ограничимся случаем неподвижных атомов, когда возможны простые аналитические решения, не требующие применения численных методов, и когда движение атомов не маскирует природу возникновения сверхузких резонансов. Тогда в линейном приближении по пробному полю из соотношений (7), (8) можно получить следующее выражение для зависимости относительного коэффициента поглощения пробной волны в центре линии исследуемого перехода (при  $\Omega = 0, \Omega_\mu = 0$ ) от величины расщепления уровней (спектра магнитного сканирования) в виде вкладов  $\Lambda$ - и  $V$ -подсистем:

$$\delta\alpha_\mu(\Omega_H) = \frac{\alpha_\mu(\Omega_H)}{\alpha_0} = -2\Gamma_{mn} \operatorname{Re} \left\{ \frac{\Delta\rho_{51}}{\Gamma_{mn} + i\Omega_H} \times \left[ 1 - \frac{2|G_{51}|^2 \xi_{51}}{(\Gamma_{mn} + i\Omega_H)(\Gamma_n + 2i\Omega_H) + 2|G_{51}|^2} \right] + \frac{\Delta\rho_{42}}{\Gamma_{mn} + i\Omega_H} \times \left[ 1 - \frac{2|G_{42}|^2 \xi_{42}}{(\Gamma_{mn} + i\Omega_H)(\Gamma_m + 2i\Omega_H) + 2|G_{42}|^2} \right] \right\}. \quad (9)$$

При отстройках частот  $\Omega = 0, \Omega_\mu = 0$  разности заселенностей между уровнями перехода (рис. 1)  $\Delta\rho_{51} = \Delta\rho_{53}, \Delta\rho_{62} = \Delta\rho_{42}$  и определяются как

$$\Delta\rho_{51} = \frac{N_{51}}{1 + \kappa_1 \Gamma_{mn} \Delta\zeta \gamma_1 / \gamma_{mn}} \times \left( 1 + \frac{N_{42}}{N_{51}} \frac{\kappa_2 \Gamma_{mn} \Delta\eta A_{mn} / 2\gamma_{mn}}{1 + \kappa_2 \Gamma_{mn} \Delta\eta \gamma_2 / \gamma_{mn}} \right), \quad (10)$$

$$\Delta\rho_{42} = \frac{N_{42}}{1 + \kappa_2 \Gamma_{mn} \Delta\eta \gamma_2 / \gamma_{mn}},$$

где

$$\Delta\zeta = \operatorname{Re} \left[ \left( \Gamma_{mn} + i\Omega_H + \frac{2|G_{51}|^2}{\Gamma_n + 2i\Omega_H} \right)^{-1} \right],$$

$$\Delta\eta = \text{Re} \left[ \left( \Gamma_{mn} + i\Omega_H + \frac{2|G_{42}|^2}{\Gamma_m + 2i\Omega_H} \right)^{-1} \right],$$

$$\kappa_1 = \frac{2|G_{51}|^2\gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}\Gamma_m\Gamma_n}, \kappa_2 = \frac{2|G_{42}|^2\gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}\Gamma_m\Gamma_n},$$

$$\gamma_{mn} = \Gamma_m - A_{mn} + \Gamma_n, \quad \gamma_1 = \gamma_{mn} + \Gamma_n,$$

$$\gamma_2 = \gamma_{mn} + \Gamma_m,$$

$N_{ij} = N_i - N_j$  — разности населенностей уровней перехода в отсутствие сильного поля. Отметим, что при равенстве величин  $|G_{42}|^2 = |G_{53}|^2$  параметры насыщения  $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_s$ .

Коэффициенты  $\xi_{ik}$  в (9) определяются как  $\xi_{51} = 2G_{15}^\mu G_{53}^\mu / |G^\mu|^2$ ,  $\xi_{42} = 2G_{42}^\mu G_{26}^\mu / |G^\mu|^2$ . В работе [3] показано, что значения этих коэффициентов зависят от направлений поляризации сильной и пробной волн: при параллельных поляризациях  $\xi_{ik} = +1$ , а при ортогональных поляризациях  $\xi_{ik} = -1$ . Именно вследствие этого возникает зависимость формы резонанса магнитного сканирования от направления поляризации сильной и пробной волн.

В случае малых расщеплений уровней магнитным полем  $\Omega_H \approx \Gamma_n \ll \Gamma_{mn}$  и малом полевым расщеплении уровней  $\delta_n = 2|G_{53}|^2/\Gamma_{mn} \leq \Gamma_{mn}$  при соотношении констант релаксации  $\Gamma_n \ll \Gamma_m, \Gamma_{mn}$  вклады в спектр магнитного сканирования пробной волны определяются как

$$\delta\alpha_{\mu\Lambda} = \frac{2N_{15}(1+B)}{1 + \kappa_1\gamma_1/\gamma_{mn}} \times \left( 1 - \frac{(\xi_{51} - \delta_0)\kappa_1\Gamma_2\Gamma_m\Gamma_n/\gamma_{mn}}{\Gamma_2^2 + 4\Omega_H^2} \right), \quad (11)$$

$$\delta\alpha_{\mu V} \approx \frac{2N_{24}(1 - \xi_{42}\kappa_2\Gamma_n/\gamma_{mn})}{1 + \kappa_2\gamma_2/\gamma_{mn}},$$

где

$$\Gamma_2 = \Gamma_n \left( 1 + \frac{\kappa_1\Gamma_m}{\gamma_{mn} + \kappa_1\gamma_1} \right), \quad \delta_0 = \frac{\kappa_1\gamma_1}{\kappa_1\gamma_1 + \gamma_{mn}},$$

$$B = \frac{N_{42}}{N_{51}} \frac{\kappa_2 A_{mn}}{2\gamma_{mn}(1 + \kappa_2\gamma_2/\gamma_{mn})}.$$

Величина  $B$  определяет вклад спонтанного переноса насыщенной разности населенности уровней V-схемы в разность населенностей уровней  $\Lambda$ -схемы перехода.

$$\delta\alpha_{\mu V} = 2N_{24} \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_H^2} \left[ 1 - \frac{\kappa_2\Gamma_{mn}^2\gamma_2/\gamma_{mn}}{\Gamma_{s2}^2 + \Omega_H^2} - \frac{\xi_{42}\kappa_1(\Gamma_m\Gamma_n/\gamma_{mn})[\Gamma_m\Gamma_{mn}^2 - \Omega_H^2(4\Gamma_{mn} + \Gamma_m)]}{(\Gamma_{mn}^2 + \Omega_H^2)(\Gamma_m^2 + 4\Omega_H^2)} \right], \quad (13)$$

В этом случае в спектре магнитного сканирования при  $\Omega_H \approx 0$  возникает узкий резонанс с полушириной  $\Gamma_2/2$  и амплитудой  $(\xi_{51} + \delta_0)\kappa_1\Gamma_m\Gamma_n/\Omega_2\gamma_{mn}$ . При этом вид резонанса зависит от величины  $\xi_{51} + \delta_0$ . Поскольку всегда  $\delta_0 < 1$ , в зависимости от значения  $\xi_{51}$  величина  $\xi_{51} + \delta_0$  может быть как положительной, так и отрицательной. В случае параллельных поляризаций полей  $\xi_{51} = 1$  и резонанс будет проявляться в виде провала, а при ортогональных поляризациях полей  $\xi_{51} = -1$  и резонанс будет проявляться в виде пика. При этом амплитуда провала превосходит амплитуду пика.

Из выражений (11) следует, что спектр магнитного сканирования формируется в основном в  $\Lambda$ -схеме перехода, влияние V-схемы проявляется лишь в амплитуде подкладки контура линии и в изменении начальной разности населенностей  $N_{15}$  в  $\Lambda$ -схеме (через коэффициент  $B$ ). Ширина резонанса в данной области расщеплений определяется константой релаксации нижнего уровня (что и обеспечивает узость резонанса) и параметром насыщения сильного поля:

$$\Gamma_2 = \Gamma_n \left( 1 + \frac{\kappa_1\Gamma_m}{\gamma_{mn} + \kappa_1\gamma_1} \right) = \Gamma_n \left\{ 1 + \frac{\kappa_1}{1 - a_0 + \Gamma_n/\Gamma_m + \kappa_1(1 - a_0 + 2\Gamma_n/\Gamma_m)} \right\}.$$

Отсюда следует, что при соотношении констант уровней  $\Gamma_n/\Gamma_m < 1$  на закрытом переходе (при  $a_0 = 1$ ) полевое уширение резонанса будет проявляться при меньших параметрах насыщения сильного поля, нежели на открытых переходах (при  $a_0 < 1$ ). Данное обстоятельство и обуславливает различие ширины провалов на рис. 4 в спектрах сильного поля (кривые 5, 6) и в спектрах пробного поля (кривые 2, 4) при параллельных поляризациях полей.

В случае расщеплений уровней  $\Omega_H \sim \Gamma_{mn} \gg \Gamma_n$  выражения для вкладов в форму линии магнитного сканирования пробной волны из (9) имеют более сложный вид:

$$\delta\alpha_{\mu\Lambda} = 2N_{15} \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_H^2} \left[ 1 - \frac{\kappa_1\Gamma_{mn}^2\gamma_1/\gamma_{mn}}{\Gamma_{s1}^2 + \Omega_H^2} + \frac{B(\kappa_2 + 1)\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s2}^2 + \Omega_H^2} + \frac{\xi_{51}\kappa_1\Gamma_{mn}\Gamma_m\Gamma_n/\gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_H^2} \right], \quad (12)$$

где

$$\Gamma_{s1}^2 = \left(1 + \frac{\kappa_1 \gamma_1}{\gamma_{mn}}\right) \Gamma_{mn}^2, \quad \Gamma_{s2}^2 = \left(1 + \frac{\kappa_2 \gamma_2}{\gamma_{mn}}\right) \Gamma_{mn}^2.$$

В случае больших расщеплений уровней  $\Omega_H \gg \Gamma_{mn}$  форма крыла линии магнитного сканирования приобретает простой лоренцев вид:

$$\delta\alpha_\mu = 2(N_{15} + N_{24}) \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_H^2}. \quad (14)$$

Первые два слагаемых в формулах (12), (13) отражают вклады в амплитуду магнитных резонансов эффекта насыщения населенностей уровней в  $\Lambda$ - и  $V$ -схемах переходов. Третье слагаемое в (12) обусловлено изменением поглощения в  $\Lambda$ -схеме перехода за счет спонтанного переноса насыщенной населенности уровней  $V$ -схемы, вклад данного процесса (значение коэффициента  $B$ ) максимален на закрытом переходе (при  $a_0 = 1$ ). Последние слагаемые в (12) и (13) определяют вклады в амплитуду резонансов эффекта магнитной когерентности уровней, индуцированной сильным полем в  $\Lambda$ - либо  $V$ -схеме перехода, как известно, отличающегося знаками выстраивания. Значения этих слагаемых максимальны также на закрытом переходе, а их вклады в форму магнитного резонанса зависят от направлений поляризации волн (знаков величин  $\xi_{51}$  и  $\xi_{42}$ ).

Таким образом, форма спектра магнитного сканирования пробной волны при малых расщеплениях уровней ( $\Omega_H \sim \Gamma_n \ll \Gamma_{mn}$ ) представляется согласно (11) в виде узкого провала (резонанс ЭИП при параллельных поляризациях полей) либо узкого пика (резонанс ЭИА при ортогональных поляризациях), а при больших расщеплениях уровней ( $\Omega_H \geq \Gamma_{mn}$ ) описывается крылом широкого контура лоренцевого типа (12), (13).

Расчеты спектров магнитного сканирования по формулам (11)–(13) при соотношении констант релаксации уровней  $\Gamma_m \gg \Gamma_n$  ( $\Gamma_m = 10\Gamma_n$ ) качественно согласуются с численными решениями, приведенными на рис. 4, для открытых переходов при параметрах насыщения  $\kappa_1 \leq 10$ , а для закрытых переходов при  $\kappa_1 \leq 1$ . При расчетах установлено, что характерные особенности спектров магнитного сканирования в области расщеплений  $\Omega_H \geq \Gamma_{mn}$  так же, как и при малых расщеплениях  $\Omega_H \ll \Gamma_{mn}$ , формируются в основном в  $\Lambda$ -схеме перехода, а вклад  $V$ -схемы качественно не влияет на вид этих спектров. При этом в области сшивки решений (11) и (12) (при  $\Omega_H \lesssim \Gamma_{mn}$ ) в спектрах проявляются особенности, связанные с направлением поляризации волн и характером атомного перехода.

В случае параллельных поляризаций волн при расщеплении уровней  $\Omega_H \approx \Gamma_{mn}$  возникает широкий пик как результат сшивки двух функций, имеющих производные разных знаков. Амплитуда пика максимальна на закрытом переходе (при  $a_0 = 1$ ), поскольку в этом случае максимальны вклады третьего (коэффициента  $B$ ) и четвертого ( $\xi_{51} > 0$ ) слагаемых в (12). В случае открытого перехода величины вкладов этих слагаемых значительно меньше из-за изменения значения  $\gamma_{mn}$  (при  $a_0 = 0.5$  приблизительно в  $2\Gamma_n/\Gamma_m$  раз), поэтому здесь пиковая структура спектра проявляется намного слабее. Отметим также, что на закрытом переходе, как указывалось выше, полевое уширение провала значительно больше, чем на открытом переходе. Данные факторы и определяют различия спектров магнитного сканирования на закрытом и открытом переходах при параллельных поляризациях полей (рис. 4, кривые 2, 4).

При ортогональных поляризациях полей вид спектров магнитного сканирования, рассчитанных согласно формулам (12) и (13), также зависит от степени открытости перехода. На закрытом переходе (при  $a_0 = 1$ ) в форме крыла линии при расщеплениях уровней  $\Omega_H \gtrsim \Gamma_{mn}$  и параметрах насыщения сильного поля  $\kappa_1 > 0.1$  также возникает пиковая структура, но с амплитудой и шириной, значительно меньшей, чем при параллельных поляризациях полей. Уменьшение амплитуды здесь связано с изменением знака коэффициента  $\xi_{51} < 0$ . На открытых переходах амплитуда пика, как и в случае параллельных поляризацій, также значительно меньше амплитуды пика на закрытом переходе. С ростом параметра насыщения сильного поля максимум этого пика смещается в сторону больших значений расщеплений уровней.

При ортогональных поляризациях полей спектр магнитного сканирования вблизи  $\Omega_H \approx 0$  представляется, согласно (11), пиком лоренцевой формы, поэтому в случае закрытого перехода при сшивке решений в суммарный контур пики при расщеплениях уровней  $\Omega_H \sim 0$  и  $\Omega_H \sim \Gamma_{mn}$  могут разрешаться, и форма магнитного спектра будет иметь двугорбую структуру, подобную кривой 3 на рис. 4. В частности, в расчетах при соотношении констант  $\Gamma_m = 10\Gamma_n$  двугорбая структура спектра возникала при параметрах насыщения сильного поля  $\kappa_1 \geq 0.3$ .

В случае открытого перехода с параметром  $a_0 = 0.5$  аномалий в расчетной форме спектра магнитного сканирования не обнаруживалось вплоть до параметров насыщения  $\kappa_1 = 10$ . В этом случае при сшивке решений форма спектра из узкого пика (при

$\Omega_H = 0$ ) переходит в крыло широкого контура без какой-либо структуры в нем, подобно кривой 4 на рис. 4.

Отметим, что приведенные результаты аналитических расчетов спектров магнитного сканирования получены для неподвижных атомов. Учет движения атомов в случае однонаправленных волн качественно не влияет на форму резонансов магнитного сканирования. В этом случае амплитуды структур магнитного резонанса (при расщеплениях уровней  $\Omega_H = 0$  и  $\Omega_H \approx \Gamma_{mn}$ ) и подкладки контура линии (формулы (11)–(13)) будут определяться числом резонансных атомов, а крыло линии при больших расщеплениях уровней в доплеровском пределе (при  $\Gamma_{mn} \ll kv_T$ ) будет представляться доплеровым контуром.

Таким образом, в рамках упрощенной аналитической модели взаимодействия вырожденного атомного перехода с бихроматическим световым полем удастся описать физические причины особенностей поведения узких резонансов, обнаруженных при численных расчетах спектров магнитного сканирования на переходе между уровнями с полным моментом  $J = 1$  в поле однонаправленных волн.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты исследования формы нелинейных резонансов насыщенного поглощения и спектров магнитного сканирования в методе пробного поля однонаправленных волн на переходах между вырожденными состояниями атомов с моментом уровней  $J = 1$  демонстрируют, как и в методе встречных волн, их существенную зависимость как от параметров атомного перехода (релаксационных констант уровней и параметра ветвления излучения  $a_0$ ), так и от величины расщепления уровней и направления взаимной ориентации плоскостей поляризаций сильной и пробной волны. При этом когерентные поляризационные явления выражены более ярко.

Если значения релаксационных констант уровней определяют количественно характеристики нелинейного резонанса (амплитуду и ширину), то значение параметра ветвления  $a_0$ , направление взаимной ориентации плоскостей поляризаций волн и величина расщепления уровней радикально влияют на форму структур и их положение в спектре нелинейного резонанса.

При расщеплении уровней, меньшем однородной ширины перехода ( $\Omega_H < \Gamma_{mn}$ ), в случае парал-

лельных поляризаций полей форма нелинейного резонанса определяется в основном некогерентными процессами, формирующими на доплеровском контуре линии поглощения пробной волны уширенный полем населенностный провал. Вклад когерентных процессов здесь мал и проявляется в виде узкого (с шириной нижнего уровня приблизительно  $\Gamma_n$ ) пика просветления малой амплитуды внутри населенностного провала.

В случае ортогональных поляризаций полей форма нелинейного резонанса определяется в основном когерентными процессами, а нелинейный резонанс проявляется на доплеровском контуре линии поглощения пробной волны в виде узкого провала (шириной  $\sim \Gamma_n$ ) (эффект когерентного пленения населенности на переходе с  $J = 1$ ) на фоне широкого (шириной  $\sim \Gamma_{mn}$ ) пика поглощения, амплитуда которого существенно зависит от параметра ветвления атомного перехода  $a_0$ .

При этом в амплитуду резонанса вносит вклад магнитная когерентность, индуцированная световыми полями непосредственно между подуровнями нижнего состояния, величина которого в условиях расчетов составила около 15–20 % (при параллельных поляризациях полей) и менее 10 % (при ортогональных поляризациях полей).

При расщеплениях уровней, больших однородной ширины перехода  $\Omega_H > \Gamma_{mn}$ , форма нелинейного резонанса не зависит от направлений поляризации волн и представляется на доплеровском контуре линии поглощения в виде широкого провала вблизи частоты сильной волны ( $\omega_\mu = \omega$ ) и двух узких структур на удвоенной частоте расщепления уровней ( $\Omega_\mu = \pm 2\Omega_H$ ). Широкий провал формируется в системе расщепленных уровней перехода полями однонаправленных циркулярных поляризаций волн, поэтому по характеристикам он подобен резонансу, наблюдаемому при параллельных поляризациях линейно поляризованных волн. Сдвинутые структуры резонанса формируются встречно направленными циркулярно поляризованными полями, поэтому форма структур подобна резонансу, наблюдаемому при ортогональных поляризациях линейно поляризованных волн в отсутствие расщепления уровней перехода.

Форма резонансов магнитного сканирования для любого перехода определяется взаимной ориентацией плоскостей поляризации оптических полей: при ортогональных поляризациях полей в спектре магнитного сканирования вблизи нуля магнитного поля (при расщеплении уровней  $\Omega_H \approx 0$ ) наблюдается пик — резонанс ЭИА, а при параллельных поляри-

зациях полей наблюдается провал — резонанс ЭИП. Ширины и амплитуды резонансов ЭИП и ЭИА определяются константой релаксации нижнего состояния перехода  $\Gamma_n$  и параметром насыщения сильного поля.

При этом форма резонанса магнитного сканирования оказывается зависящей и от степени открытости атомного перехода (параметра ветвления  $a_0$ ). На открытых переходах (при параметрах  $a_0 < 1$ ) будут наблюдаться резонансы ЭИП либо резонансы ЭИА. В случае закрытых переходов (при  $a_0 = 1$ ) наряду с резонансами ЭИП и ЭИА в спектре магнитного сканирования при частотах расщеплений уровней  $\Omega_H \geq \Gamma_{mn}$  возникает широкий резонанс пиковой формы, амплитуда которого зависит от направлений поляризации волн.

При соотношении констант релаксации  $\Gamma_n \ll \Gamma_m$  основным физическим процессом, определяющим особенности зависимостей амплитуд резонансов магнитного сканирования от взаимной ориентации поляризаций световых волн — резонансов ЭИП и ЭИА, является магнитная когерентность (выстраивание), наводимая полями световых волн линейной поляризации на нижних уровнях исследуемого перехода, а не перенос магнитной когерентности с верхних уровней, как предполагалось авторами [4, 5]. Максимальный вклад в амплитуды резонансов процесса переноса магнитной когерентности с верхних уровней на нижние в случае однонаправленных волн составляет величину  $\leq 25\%$ , что несколько больше, чем во встречных волнах ( $\leq 15\%$  [3]). Максимальный вклад нелинейной поляризации на комбинационной частоте составляет значительно меньшую величину. При этом основной вклад в формирование резонансов ЭИП и ЭИА в рассматриваемой системе атомных уровней вносит  $\Lambda$ -схема перехода.

В плане расширения результатов на переходы с долгоживущим нижним состоянием и иным вырождением уровней отметим, что рассмотренная схема перехода  $J_B = 1 \rightarrow J_H = 1$  выделяется среди других изменением знака выстраивания при его переносе с верхнего состояния на нижнее [14], что отражено в отрицательном знаке скорости распада магнитной когерентности в формулах (6). В силу различия знаков выстраивания верхних и нижних уровней перехода при переносе будет происходить сложение амплитуд выстраивания на нижнем состоянии. Но при этом, как показано выше, основной вклад связан с величиной выстраивания уровней нижнего состояния вследствие большего их времени жизни ( $\Gamma_n \ll \Gamma_m$ ). На всех переходах с иным вырождением уровней имеет место вычитание амплитуд выстра-

ивания с уменьшением значения их суммарной амплитуды (см., например, табл. 2 работы [18]). Данный факт приводит к изменению знака вклада магнитной когерентности уровней верхнего состояния в спектры нелинейных резонансов на таких переходах, но не меняет при этом качественного вида этих резонансов.

Отметим также, что представленные результаты качественно справедливы и для переходов типа  $J_n \rightarrow J_n$  и  $J_n \rightarrow J_n - 1$ , поскольку на этих переходах, как и на переходе  $J_n = J_m = 1$ , основной вклад в форму нелинейного резонанса вносят  $\Lambda$ -схемы. Иная ситуация наблюдается в случае переходов  $J_n \rightarrow J_n + 1$ , где в силу соотношения сил осцилляторов между магнитными подуровнями спектр нелинейного резонанса формируется в основном в  $V$ -схемах перехода. Здесь характер структур нелинейного резонанса зависит радикальным образом от степени открытости перехода. В случае закрытого перехода в спектре нелинейного резонанса формируется узкая пиковая структура — резонанс ЭИА. Как показали численные исследования ряда вырожденных переходов, физической причиной формирования резонанса ЭИА является релаксация биений населенностей уровней на закрытых переходах [13].

Авторы признательны А. М. Шалагину за обсуждение работы и сделанные замечания.

Работа выполнена в рамках президентской программы поддержки ведущих научных школ НШ-6896.2016.2 и Программы СО РАН Фундаментальные проблемы взаимодействия лазерного излучения с однородными и структурированными средами, перспективные технологии и устройства фотоники (П.10.2.).

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. E. Bell and A. L. Bloom, Phys. Rev. Lett. **6**, 280 (1961).
2. Е. Б. Александров, УФН **107**, 595 (1972).
3. Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **146**, 229 (2014).
4. F. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lesama, Phys. Rev. A **57**, 2996 (1998).
5. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, Письма в ЖЭТФ **69**, 776 (1999).
6. Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 694 (2010).

7. S. K. Kim, H. S. Moon, K. Kim et al., Phys. Rev. A **61**, 063813 (2003).
8. C. Goren, A. D. Wilson-Gordon, M. Rosenbluh et al., Phys. Rev. A **67**, 033807 (2003).
9. Д. В. Лазебный, Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев и др., ЖЭТФ **148**, 1068 (2015).
10. С. Г. Раутиан, Письма в ЖЭТФ **60**, 462 (1994).
11. С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, Опт. и спектр. **92**, 385 (2002).
12. Э. Г. Сапрыкин, С. Н. Селезнев, В. А. Сорокин, Письма в ЖЭТФ **76**, 322 (2002).
13. Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **150**, 238 (2016).
14. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979), с. 310.
15. С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, Опт. и спектр. **104**, 630 (2008).
16. Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, А. М. Шалагин, Опт. и спектр. **113**, 530 (2012).
17. G. Raghwinder and M. Pattabiraman, Eur. Phys. J. D **70**, 219 (2016).
18. Э. Г. Сапрыкин, С. Н. Селезнев, В. А. Сорокин, Опт. и спектр. **85**, 721 (1998).