

КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ НАСЫЩЕНИИ ПЕРЕХОДОВ ПОЛЕМ ВОЛНЫ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В АТОМАХ С ВЫРОЖДЕННОЙ СТРУКТУРОЙ УРОВНЕЙ

Э. Г. Сапрыкин ^a, А. А. Черненко ^{b*}

^a Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

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

Поступила в редакцию 30 апреля 2026 г.,
после переработки 8 июля 2026 г.
Принята к публикации 20 июля 2026 г.

Исследованы вклады некогерентных и когерентных процессов при формировании неравновесных населенностей уровней на переходах атомов с полными моментами $J = 1 - J = 1$, $J = 1 - J = 2$ и $J = 2 - J = 1$ в поле электромагнитной волны линейной поляризации. Определены зависимости вкладов процессов от релаксационных характеристик, полных и магнитных моментов уровней переходов, величины их расщепления и интенсивности электромагнитной волны. Показано, что наряду с некогерентным эффектом насыщения населенностей важны вклады когерентных эффектов, индуцируемых полем линейной поляризации между уровнями магнитной структуры. При этом основным является вклад когерентности, индуцируемой между уровнями с изменением магнитного числа $\Delta M = \pm 2$ (магнитное выстраивание); вклады когерентностей более высокого порядка, а также переноса когерентностей уровней верхнего состояния на нижнее оказываются значительно меньше. Выявлена специфика в поведении величин и знаков вкладов когерентных эффектов от значений релаксационных констант, полных и магнитных моментов уровней и величины их расщепления. Определены условия, при которых вклады когерентных эффектов в населенность уровней могут составлять около 80 % от величины некогерентного эффекта.

Ключевые слова: вырожденные переходы, населенность уровней, магнитная структура, когерентность уровней, закрытые и открытые переходы

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2025), Новосибирск, декабрь 2025 г.

DOI: 10.31857/S0044451026100011

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования нелинейных спектроскопических эффектов при взаимодействии световых полей с резонансными вырожденными атомными системами ведутся уже длительное время. Интерес к ним обусловлен многообразием физических процессов, протекающих в данных системах, таких как эффект насыщения населенностей уровней, эффект полево-

го расщепления уровней и эффекты, обусловленные когерентностью (интерференцией) атомных переходов, приводящие к узким резонансным структурам в исследуемых спектрах [1]. Отметим, что возникновение когерентности атомных состояний в двухфотонных процессах впервые было обнаружено еще в опытах с некогерентными источниками излучения [2]. Многообразие процессов, их нелинейная зависимость от интенсивности световых полей и различия в структурах вырожденных переходов атомов и определяют трудности при аналитическом рассмотрении задач даже в случае резонансного взаимодействия поля одной электромагнитной (ЭМ) волны с

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

вырожденными атомными системами. Отметим, что аналитические решения в случае одной ЭМ-волны уже сложны при анализе процессов на переходах с полным моментом уровней $J = 1$. Поэтому при решении задач применяются приближенные методы последовательного учета проявляющихся процессов. В частности, первичным считается некогерентный процесс насыщения населенностей уровней ЭМ-полем, а когерентные процессы, обусловленные полевым расщеплением уровней и их интерференцией, учитываются в следующих приближениях [3, 4]. Вопрос о точности решений при таком подходе и область их применимости при интерпретации результатов экспериментов зависят от условий возбуждения, структуры и параметров атомного перехода и интенсивностей ЭМ-волн. Особенно это важно для переходов с основного и метастабильного состояний, где вклады когерентных процессов — эффектов магнитной когерентности (МК) уровней и ее переноса с уровней верхнего состояния на уровни нижнего состояния — проявляются уже при малых интенсивностях ЭМ-волн. Ярким примером когерентных явлений на переходах с основного состояния атомов являются резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [5], в основе которых лежит эффект когерентного пленения населенностей уровней [6]. Отметим также обнаруженные в [7] резонансы противоположного знака — резонансы электромагнитно-индуцированной абсорбции (ЭИА), за возникновение которых, согласно [8], ответственен эффект переноса магнитной когерентности уровней с возбужденного состояния атома в основное, особенности проявления которого в нелинейной спектроскопии впервые рассмотрены в [9].

При современном развитии вычислительных методов численное решение задач нелинейной спектроскопии вырожденных переходов атомов в поле нескольких ЭМ-волн произвольной интенсивности не вызывает затруднений. Поэтому основные закономерности проявления эффектов МК уровней в спектрах нелинейных резонансов при резонансном взаимодействии двух ЭМ-волн произвольной интенсивности с рядом вырожденных переходов атомов получены как при аналитическом, так и при численном решении задач [10–21]. Было показано, что в случае двух сонаправленных волн [10–18] эффекты МК формируют узкие структуры в спектре нелинейного резонансного поглощения — резонансы ЭИП и ЭИА, параметры которых зависят от значений полных моментов уровней, степени открытости атомных переходов, направлений поляризаций и интенсивностей ЭМ-волн. При этом с изменением ин-

тенсивности ЭМ-поля резонансы ЭИП могли инвертироваться в резонансы ЭИА и наоборот, а вклады эффекта переноса МК оказывались незначительными. В случае встречных волн эффекты МК — магнитное выстраивание и ориентация уровней — совместно с некогерентным эффектом насыщения населенностей с ростом интенсивностей ЭМ-волн приводят к инвертированию формы нелинейного резонанса в атомах с моментами уровней $J = 1$ и $J = 2$ [19–21], подобно форме нелинейного резонанса в эксперименте [22].

Недавно были обнаружены узкие резонансы ЭИП в спектрах магнитного сканирования при поглощении одной ЭМ-волны линейной поляризации в простых атомах Λ - и V -типов [23] и в атомах с более сложной структурой уровней [24]. При этом контраст резонанса ЭИП в атомах Λ -типа достигал 100 %, а его ширина определялась константой релаксации нижнего уровня. Специфика переходов Λ - и V -типов позволила получить аналитические решения задачи в ЭМ-поле произвольной интенсивности и выявить вклады эффекта МК при формировании населенностей уровней и формы резонансов поглощения при частотном и магнитном сканировании [23]. Представляет интерес рассмотрение процессов формирования населенностей уровней более сложных переходов, в частности переходов между состояниями с полными моментами $J_n = 1 - J_m = 1$, $J_n = 2 - J_m = 1$ и $J_n = 1 - J_m = 2$ в поле волны линейной поляризации и произвольной интенсивности. На данных переходах населенности уровней в поле ЭМ-волны будут определяться вкладами некогерентного эффекта, вкладами эффектов МК, индуцируемых ЭМ-полем между уровнями с изменением магнитного числа $\Delta M = \pm 2$ (магнитное выстраивание), как в простых атомах Λ - и V -типов, эффектов МК более высокого порядка (с изменением $\Delta M = \pm 4$), а также эффектов переноса МК с уровней верхнего состояния на уровни нижнего состояния. Специфика рассматриваемых переходов позволяет получить аналитические решения задачи в квадратурах на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$, а численные решения для всех типов переходов позволяют выделить вклады каждого процесса в населенности магнитных уровней и их зависимости от характеристик перехода и интенсивности ЭМ-поля, а также выявить условия, при которых эффекты МК будут определяющими при формировании населенностей уровней и спектров нелинейных резонансов поглощения на данных переходах. Кроме того, полученные результаты позволяют определить условия применимости при-

ближений, используемых в методе пробного поля [3, 4], в атомах со сложной структурой уровней.

2. ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ УРОВНЕЙ НА ВЫРОЖДЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ АТОМОВ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Рассмотрим задачу о резонансном взаимодействии бегущей электромагнитной волны произвольной интенсивности с переходами между вырожденными m - и n -состояниями атомов с полными моментами $J_n = 1 - J_m = 1$, $J_n = 1 - J_m = 2$ и $J_n = 2 - J_m = 1$. ЭМ-волна полагается плоской, монохроматической, линейно поляризованной (частота ω , волновой вектор $\mathbf{k}$, вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E}$). Предполагается, что поглощающая среда помещена в магнитное поле с напряженностью $\mathbf{H}$ (вектор $\mathbf{H}$ направлен вдоль вектора $\mathbf{k}$ ЭМ-волны), величина которого может меняться. Атомы полагаются неподвижными, а среда считается оптически тонкой.

Рассмотрение задачи проведем в системе координат с осью квантования z вдоль направления вектора $\mathbf{k}$. В этой системе координат в ЭМ-поле линейной поляризации разрешены переходы между магнитными уровнями состояний с изменением магнитного квантового числа $\Delta M = \pm 1$ и индуцируются процессы, показанные на рис. 1 для переходов $J_n = 1 - J_m = 1$ и $J_n = 1 - J_m = 2$. На переходе $J_n = 2 - J_m = 1$ расположение магнитных уровней будет обратным переходу $J_n = 1 - J_m = 2$, а индуцируемые процессы будут такими же. Согласно рис. 1, на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$ образуются Λ - и V -подсистемы, а на переходе $J_n = 1 - J_m = 2$ — две V - и W -подсистемы, связанные между собой спонтанными процессами. В случае перехода $J_n = 2 - J_m = 1$ формируются три подсистемы: Λ -, V - и M -. На данных переходах поле линейной поляризации наряду с изменением населенностей уровней разных состояний индуцирует когерентности (поляризацию) между уровнями каждого состояния с изменением магнитного числа $\Delta M = \pm 2$ (магнитное выстраивание), а также когерентности более высокого порядка между уровнями с изменением $\Delta M = \pm 4$. При этом магнитная когерентность уровней верхнего состояния, как и их населенность, могут переноситься на нижнее состояние при спонтанных переходах с изменением магнитного числа $\Delta M = 0, \pm 1$. При решении задачи исходим из кинетических уравнений для матрицы плотности атома

в модели релаксационных констант [3, 4]. В этом случае динамика диагональных ρ_i и недиагональных ρ_{ik} элементов матрицы плотности в поле ЭМ-волны описывается следующей системой уравнений:

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

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

В уравнениях (1), (2) оператор полной производной по времени при неподвижных атомах определяется частной производной, Γ_i — константы релаксации уровней ($\Gamma_i = \Gamma_m$, Γ_n соответственно для уровней верхнего и нижнего состояний), $\Gamma_{ik} = (\Gamma_i + \Gamma_k)/2$ — полуширины линий переходов между уровнями i и k , ω_{ik} — частоты этих переходов, Q_i — скорости возбуждения уровней в отсутствие ЭМ-поля, $V = -G \exp(i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)) + \text{H. c.}$ — оператор взаимодействия атома с ЭМ-полем, где оператор $G = \mathbf{d}\mathbf{E}/2\hbar$, $\mathbf{d}$ — оператор обобщенного дипольного момента, ω — частота. Слагаемое $\sum_k A_{ki} \rho_k$ в уравнении (1) определяет спонтанный распад уровней верхнего состояния m на уровни нижнего состояния n (скорость процесса A_{mn}). Слагаемое $R_{ik}^{(2)}$ в уравнении (2) определяет спонтанный перенос МК с уровней верхнего состояния на уровни нижнего.

При рассмотрении индуцируемых полем процессов важна величина $a_0 = A_{mn}/\Gamma_m$ ($a_0 \leq 1$), называемая параметром ветвления излучения с уровней верхнего состояния. На закрытых переходах $a_0 = 1$, а на открытых переходах $a_0 < 1$. Величина $1 - a_0$ определяет долю частиц, уходящих при спонтанном распаде верхнего состояния m на прочие лежащие ниже состояния атома.

Решения для недиагональных элементов матрицы плотности в поле бегущей ЭМ-волны ищем в виде $\rho_{ik} = R_{ik} \exp(-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})) + \text{H. c.}$ Тогда из уравнений (1), (2) в стационарном случае на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$ для неподвижных атомов получаем следующую систему уравнений для элементов матрицы плотности:

$$\Gamma_n \rho_i = Q_i + \sum_k A_{ki} \rho_k - 2 \operatorname{Re} \left(i \sum_k G_{ik} R_{ki} \right), \quad (3)$$

$$\Gamma_m \rho_k = Q_k + 2 \operatorname{Re} \left(i \sum_i G_{ki} R_{ik} \right),$$

$$(\Gamma_{mn} - i\Omega_{ik}) R_{ik} = -iG_{ik}(\rho_i - \rho_k) + i \sum_{l,j} (G_{il} r_{lk} - r_{ij} G_{jk}), \quad (4)$$

$$(\Gamma_{ij} + i\omega_{ij}) r_{ij} = i(G_{ik} R_{kj} - G_{kj} R_{ki}^*) + \delta r_{ij}. \quad (5)$$

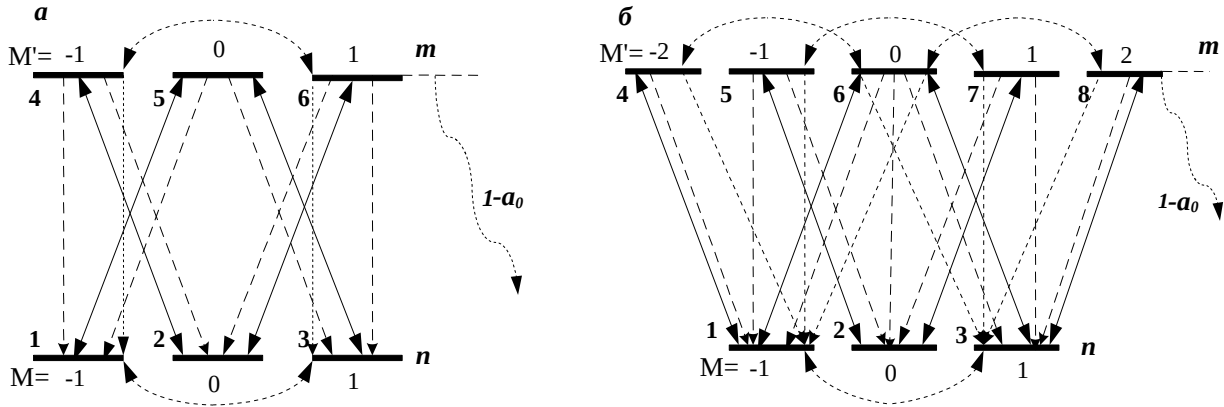


Рис. 1. Схемы процессов в ЭМ-поле линейной поляризации на переходах $J_n = 1 - J_m = 1$ (а) и $J_n = 1 - J_m = 2$ (б): сплошные линии — индуцируемые ЭМ-полем переходы между магнитными уровнями; пунктирные линии — индуцируемая ЭМ-полем когерентность магнитных уровней и ее перенос с уровней верхнего состояния m на уровни нижнего состояния n ; штриховые линии — спонтанный распад уровней верхнего состояния m на уровни нижнего состояния n и прочие лежащие ниже уровни ($1 - a_0$ — доля этого процесса)

В случае переходов $J_n = 1 - J_m = 2$ и $J_n = 2 - J_m = 1$ в системе уравнений (3)–(5) из-за учета индуцированных ЭМ-полем поляризаций между уровнями с изменением $\Delta M = \pm 3$ и $\Delta M = \pm 4$ уравнение (5) заменяется следующими уравнениями:

$$(\Gamma_{ik} - i\Omega_{ik})r_{ik} = i \sum_{l,j} (G_{il}r_{lk} - r_{ij}G_{jk}),$$

$$(\Gamma_{ij} + i\omega_{ij})r_{ij} = i(G_{ik}R_{kj} + G_{il}r_{lj} - G_{kj}R_{ki}^* - G_{lj}r_{li}^*) + \delta r_{ij}.$$

Индексы i и k , j и l в уравнениях (3)–(5) обозначают уровни разных состояний, а индексы i и j , l и k — уровни одного состояния. Далее для упрощения записи полагаем значения индексов нижних уровней 1–3, а верхних уровней 4–6 (на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$) либо 4–8 (на переходе $J_n = 1 - J_m = 2$). В случае перехода $J_n = 2 - J_m = 1$ значения индексов 1–5 для нижних уровней и 6–8 для верхних.

В системе уравнений (3)–(5) ρ_i и ρ_k определяют населенности уровней разных состояний, R_{ik} — коэффициенты поляризаций на оптически разрешенных переходах, $\Omega_{ik} = \omega - \omega_{ik}$ — отстройки частоты ЭМ-поля от частот переходов между уровнями верхнего и нижнего состояний (в отсутствие расщеплений уровней $\Omega_{ik} = \Omega_0 = \omega - \omega_{mn}$, ω_{mn} — частота нерасщепленного перехода), r_{ik} и r_{ij} — коэффициенты поляризаций на оптически запрещенных переходах, при этом r_{ij} определяют индуцируемую ЭМ-полем когерентность уровней верхнего либо нижнего состояний, а ω_{ij} — частоты переходов между этими уровнями, определяющие их рас-

щепление в магнитном поле. Слагаемые δr_{ij} в (5) описывают спонтанный перенос МК уровней верхнего состояния на уровни нижнего состояния. Скорости данного процесса на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$ $A_r^{64} = -A_{mn}/2$ [3], на переходе $J_n = 2 - J_m = 1$ — $A_r^{86} = 0.3A_{mn}$, $A_r^{86} = A_r^{86} \approx 0.245A_{mn}$ [25] и на переходе $J_n = 1 - J_m = 2$ — $A_r^{83} = A_r^{46} = A_{mn}/\sqrt{6}$, $A_r^{75} = A_{mn}/2$ [25]. Отметим, что на переходе $J_n = 1 - J_m = 2$ при переносе вклады МК, индуцируемой ЭМ-полем между уровнями с $M = \pm 2$ и $M = 0$ верхнего состояния, в МК уровней нижнего состояния оказываются разных знаков.

Аналитические решения системы уравнений (3)–(5) с учетом всех процессов сложны и трудно анализируемы даже для перехода $J_n = 1 - J_m = 1$. Поэтому далее рассмотрим решения этих уравнений без учета эффектов МК уровней, что позволяет выявить особенности проявления некогерентного процесса при формировании населенностей вырожденных состояний на рассматриваемых переходах атомов. Роль когерентных эффектов при формировании населенностей уровней этих состояний проанализируем на основе численных решений системы уравнений (3)–(5).

2.1. Аналитические решения для населенностей уровней вырожденных переходов без учета эффектов магнитной когерентности

Рассмотрим решения системы уравнений (3)–(5) для населенностей уровней магнитной структуры на рассматриваемых переходах в приближении без

вклада эффектов МК уровней, полагая в уравнениях коэффициенты поляризации на запрещенных переходах $r_{ik}, r_{ij} = 0$. Как и в случае двухуровневых атомов [3], населенности уровней представляем в виде $\rho_i = N_i + r_i$, где N_i — населенности, определяемые решением уравнений (3) в отсутствие ЭМ-поля, а r_i — добавки в населенности при действии поля, которые определяются решением системы уравнений

$$\begin{aligned} \Gamma_n r_i &= \sum_k A_{ki} r_k - \sum_k \gamma_{ik} (\Delta N_{ik} + r_i - r_k), \\ \Gamma_m r_k &= \sum_i \gamma_{ik} (\Delta N_{ik} + r_i - r_k). \end{aligned} \quad (6)$$

Индексы $i = 1-3$, $k = 4-6$ на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$, $k = 4-8$ на переходе $J_n = 1 - J_m = 2$ и $i = 1-5$, $k = 6-8$ на переходе $J_n = 2 - J_m = 1$; $\Delta N_{ik} = N_i - N_k$ — разности населенностей между уровнями нижнего и верхнего состояний в отсутствие ЭМ-поля (далее в расчетах разности населенностей приняты одинаковыми: $\Delta N_{ki} = \Delta N$, $\Delta N < 0$), $\gamma_{ik} = \kappa_{ik} \Gamma_m \Gamma_{mn}^2 / (\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{ik}^2)$, $\kappa_{ik} = 2|G_{ik}|^2 / (\Gamma_{mn} \Gamma_m)$ — параметр насыщения ЭМ-поля между уровнями i и k . Решения системы уравнений (6) для ряда случаев переходов приведены в Приложении.

2.1.1. Переход $J_n = 1 - J_m = 1$

Вклады некогерентного эффекта в населенности уровней на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$ в общем виде определяются выражениями (A.3), (A.4) Приложения. В отсутствие расщепления уровней (при $\Omega_{ik} = \Omega_0$) и при малых параметрах насыщения $\kappa_{\Lambda, V} \ll 1$ выражения для добавок в населенности уровней из соотношений (A.4) в линейном по $\kappa_{\Lambda, V}$ приближении имеют вид

$$\begin{aligned} r_1 = r_3 &\approx \frac{\Delta N \kappa_{\Lambda} \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_m} \times \\ &\times \left[\frac{\Gamma_m - 2A}{\Gamma_{mn}^2 (1 + 2\kappa_V) + \Omega_0^2} - \frac{A}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_0^2} \right], \\ r_2 &= \frac{2\Delta N (\Gamma_m - A)}{\Gamma_m} \frac{\kappa_{\Lambda} \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_0^2}, \\ r_4 = r_6 &\approx -\Delta N \frac{\kappa_V \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 (1 + \kappa_V) + \Omega_0^2}, \\ r_5 &\approx -2\Delta N \kappa_{\Lambda} \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 (1 + 2\kappa_{\Lambda}) + \Omega_0^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_{sV}^2 &= \Gamma_{mn}^2 [1 + \kappa_V + 2\kappa_{\Lambda} (1 - A/\Gamma_m)], \\ \kappa_V &= 2|G|^2 / (\Gamma_{mn} \Gamma_m), \quad \kappa_{\Lambda} = 2|G|^2 / (\Gamma_{mn} \Gamma_n). \end{aligned}$$

Здесь учтены равенства вероятностей спонтанного распада и параметров взаимодействия по каждому каналу перехода: $A_{ki} = A = A_{mn}/2$, $|G_{ik}|^2 = |G|^2$.

Из выражений (7) следует, что формы некогерентных добавок в данном приближении зависят как от интенсивности (параметров насыщения $\kappa_{\Lambda, V}$) ЭМ-поля, так и от степени открытости (параметра ветвления $a_0 = A_{mn}/\Gamma_m$) перехода. При любых значениях параметра $a_0 \leq 1$ добавки на верхних уровнях проявляются в виде пиков, а на нижнем уровне 2 — в виде провала лоренцевой формы (так как $\Delta N < 0$). Рост открытости перехода (уменьшение значения a_0) увеличивает амплитуду провала на уровне 2 и не влияет на амплитуды пиков на верхних уровнях, а рост интенсивности ЭМ-поля ведет к росту амплитуд провала и пиков по линейному закону, а их ширин — по коренному закону. При этом при соотношении констант $\Gamma_n < \Gamma_m$ амплитуда и уширение пика на уровне 5 больше значений этих величин на уровнях 4 и 6.

Формы добавок на нижних уровнях 1 и 3 сложнее, они образуются разностью двух лоренцевых контуров с разными амплитудами. Первое слагаемое в (7) отражает уход частиц с верхних уровней перехода на третьи уровни при насыщении населенностей уровней в Λ -схеме. Доля этого эффекта определяется значениями параметра ветвления a_0 и параметра насыщения ЭМ-поля. Полуширина контура этого слагаемого определяется как $\Gamma_{s\Lambda} = \Gamma_{mn} \sqrt{1 + 2\kappa_V}$. Второе слагаемое отражает приход частиц с уровней V -схемы. Полуширина контура этого слагаемого определяется как $\Gamma_{sV1} = \Gamma_{mn} \sqrt{1 + \kappa_V + \kappa_{\Lambda} (2 - a_0)}$ и с ростом параметров $\kappa_{\Lambda, V}$ растет быстрее, чем полуширина первого слагаемого. Соотношение между вкладом этих слагаемых и определяет вид и параметры форм добавок в населенности уровней при изменении значений параметра ветвления a_0 и интенсивности ЭМ-поля.

Из соотношений (7) следует, что при $\kappa_{\Lambda, V} \ll 1$ существует критический параметр ветвления, вблизи которого полевые добавки в населенности уровней 1 и 3 меняют знак при изменении значения a_0 : при значениях $a_0 > 2/3$ действие ЭМ-поля ведет к росту населенностей уровней 1 и 3 за счет уменьшения населенности уровня 2, а при значениях $a_0 < 2/3$ происходит уменьшение населенностей этих уровней за счет ее ухода на третьи уровни атома.

Отметим, что в квадратичном по $\kappa_{\Lambda, V} \ll 1$ приближении из соотношений (A.4) возникают зависимости амплитуд добавок в населенности верхних уровней от значений параметра a_0 . Так, на уровнях

4 и 6 имеем уменьшение амплитуд добавок согласно множителю $[1 - (2 - a_0)\kappa_\Lambda]$, а на уровне 5 поведение амплитуд сложнее: при $a_0 > 2/3$ происходит увеличение, а при $a_0 < 2/3$ — уменьшение амплитуды добавок, что приводит с ростом открытости перехода к большему диапазону изменения добавок на уровне 5, чем на уровнях 4 и 6.

2.1.2. Переходы $J_n = 1 - J_m = 2$ и $J_n = 2 - J_m = 1$

В случае перехода $J_n = 1 - J_m = 2$, согласно Приложению, добавки в населенности нижних уровней в отсутствие их расщепления и при малых параметрах насыщения ЭМ-поля $\kappa_{ik} \ll 1$ определяются как

$$\begin{aligned} r_1 = r_3 &= \Delta N \left(1 - \frac{\kappa_s \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \right) \frac{\kappa_\Lambda \beta_1 \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2}, \\ r_2 &= \Delta N \left(1 - \frac{\kappa_s \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \right) \frac{\kappa_\Lambda \beta_2 \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\beta_1 = (1 - a_0) + f_{61}(1 - 2a_0 f_{61}) - f_{52} f_{51} a_0,$$

$$\beta_2 = 2f_{52}(1 - a_0 f_{52}) - f_{61} f_{62} a_0,$$

$$\kappa_s = 2\kappa_\Lambda f_{41}[1 - a_0 + f_{61}(1 - a_0 f_{61}) + f_{52}(1 - a_0 f_{52})]$$

— обобщенный параметр насыщения, $\Gamma_s = \Gamma_{mn} \sqrt{1 + \kappa_s}$ — насыщенная полуширина перехода, $a_0 = A_{mn}/\Gamma_m$ — параметр ветвления, f_{ik} — силы осцилляторов между магнитными уровнями перехода. Из выражений (8) следует, что добавки в населенности уровней имеют лоренцеву форму, а их знаки определяются знаками множителей β_1 и β_2 . Согласно значениям сил осцилляторов на переходе $J_n = 1 - J_m = 2$ (см. Приложение), при любых значениях параметра $a_0 \leq 1$ величина $\beta_2 > 0$, а знак β_1 зависит от значения a_0 : при значениях $a_0 > (1 + f_{61})/(1 + 2f_{61}^2 + f_{51}f_{52}) \approx 0.93$ величина $\beta_1 < 0$, а при значениях $a_0 < 0.93$ величина $\beta_1 > 0$. Таким образом, действие ЭМ-поля приводит к уменьшению населенности уровня 2 на переходах любых типов (добавки в виде провала), на уровнях 1 и 3 при значениях $a_0 > 0.93$ происходит рост населенностей (пиковая форма добавок), а при $a_0 < 0.93$ — уменьшение населенностей (добавки в форме провала).

На верхних уровнях любых типов перехода $J_n = 1 - J_m = 2$ действие ЭМ-поля, согласно выражениям (А.7) Приложения, приводит к пиковой форме добавок, при этом амплитуды пиков максимальны на уровнях 4 и 8 и минимальны на уровне 6.

В случае перехода $J_n = 2 - J_m = 1$ (см. Приложение) добавки в населенности нижних уровней в отсутствие их расщепления и при малых параметрах насыщения $\kappa_{ik} < 1$ определяются как

$$\begin{aligned} r_1 = r_5 &= \Delta N \kappa_\Lambda f_{61} \delta_1 \left(1 - \frac{\kappa_s \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \right) \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2}, \\ r_3 &= \Delta N \kappa_\Lambda f_{63} \delta_3 \left(1 - \frac{\kappa_s \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \right) \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2}, \\ r_2 = r_4 &= \Delta N \kappa_\Lambda f_{72} \delta_2 \left(1 - \frac{\kappa_s \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \right) \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \delta_1 &= 1 - (f_{61} + f_{63})a_0, \\ \delta_2 &= 1 - [(f_{61} + f_{63})f_{62}/f_{72} - 2f_{72}]a_0, \\ \delta_3 &= 1 - (f_{61} + f_{63} + f_{72}^2/f_{63})a_0, \end{aligned}$$

$a_0 = A_{mn}/\Gamma_m$ — параметр ветвления, f_{ik} — силы осцилляторов между уровнями перехода, а обобщенный параметр насыщения

$$\kappa_s = \kappa_\Lambda [f_{61}(1 - a_0 f_{61}) + f_{72}(1 - a_0 f_{72}) + 2f_{63}(1 - a_0 f_{63})].$$

Выражения (9) определяют лоренцеву форму добавок в населенности уровней, а их знаки определяются знаками множителей δ_i , зависящими от значений параметра a_0 и сил осцилляторов. Так, на уровнях 1 и 5 при любых значениях параметра $a_0 \leq 1$ значения добавок отрицательные, поскольку величина $\delta_1 > 0$ (так как $f_{61} + f_{63} = 0.7 < 1$), что приводит к уменьшению населенностей уровней 1 и 5 на переходах любых типов при действии ЭМ-поля (добавки в виде провала). В случае уровней 2 и 4 множитель $\delta_2 > 0$ при значениях $a_0 < 0.77$, а при $a_0 > 0.77$ множитель $\delta_2 < 0$. Здесь действие ЭМ-поля приводит к росту населенностей уровней при параметрах $a_0 > 0.77$ (добавки в виде пика) и к их уменьшению при параметрах $a_0 < 0.77$ (добавки в виде провала). На уровне 3 величина $\delta_3 > 0$ при значениях $a_0 < 0.625$, а при $a_0 > 0.77$ величина $\delta_3 < 0$. Здесь рост населенности уровня будет при значениях $a_0 > 0.625$ (пиковая форма добавок) и ее уменьшение — при значениях $a_0 < 0.625$ (добавка в форме провала).

Действие ЭМ-поля на всех верхних уровнях любых типов переходов $J_n = 2 - J_m = 1$, согласно соотношениям (А.9) Приложения, приводит к пиковой форме добавок в их населенности, причем амплитуды пиков максимальны на уровне 7 и минимальны на уровнях 6 и 8.

3. ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ УРОВНЕЙ НА ПЕРЕХОДАХ АТОМОВ С ВЫРОЖДЕННОЙ СТРУКТУРОЙ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Численные исследования процессов формирования населенностей уровней на переходах $J_n = 1 - J_m = 1$, $J_n = 1 - J_m = 2$ и $J_n = 2 - J_m = 1$ атомов в ЭМ-поле линейной поляризации проводились на основе решений систем уравнений (3)–(5) и их приближенных решений (7)–(9) при значениях констант релаксации уровней $\Gamma_m = 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.01 - 0.1$, параметра насыщения ЭМ-поля $\kappa_A = 0.01 - 5$ и параметра ветвления $a_0 = 1 - 0.2$. При этом выделялись вклады как некогерентного эффекта, так и когерентных эффектов, таких как эффекты МК, индуцируемые ЭМ-полем между уровнями с изменением магнитного квантового числа $\Delta M = \pm 2$ (магнитное выстраивание, в тексте — эффекты МК2), эффекты МК более высокого порядка (с изменением $\Delta M = \pm 4$, в тексте — эффекты МК4), а также эффекты переноса МК с уровней верхнего состояния на уровни нижнего состояния. Установленные зависимости вкладов указанных процессов от значений констант релаксации, параметров ветвления, величины расщепления уровней и интенсивности ЭМ-поля обнаруживают как общие закономерности проявления всех процессов, так и их специфические особенности, обусловленные различием вкладов каналов возбуждения и распада уровней в формируемых ЭМ-полем схемах на переходах разных типов. Ниже на рисунках расчетные формы вкладов процессов показаны в зависимости от отстройек частоты ЭМ-поля от частот нерасщепленных переходов, т. е. при $\Omega = \Omega_0 = \omega - \omega_{mn}$.

3.1. Переход $J_n = 1 - J_m = 1$

Характерное поведение вкладов процессов, формирующих населенности уровней на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$, в зависимости от величины параметра ветвления a_0 показано на рис. 2 при значении параметра насыщения $\kappa_A = 0.1$ и константах релаксации уровней $\Gamma_n = 0.1\Gamma_m$. Как следует из рис. 2, при любых значениях параметра $a_0 \leq 1$ добавки в населенности проявляются вблизи центра линии в виде провала на нижнем уровне 2 и в виде пиков на всех верхних уровнях. При этом амплитуда пика на уровне 5 значительно превосходит амплитуды пиков на уровнях 4 и 6. На нижних уровнях 1 и 3 поведение добавок сложнее:

при значениях $0.7 < a_0 \leq 1$ добавки проявляются в виде пика (рис. 2 а, кривые 1–3), а при значениях $a_0 < 0.7$ добавки имеют вид провала (кривые 4, 5). Критическое значение параметра ветвления, при котором происходит инвертирование формы добавок, составляет $a_0 \sim 0.75$, что согласуется с аналитическими оценками критического параметра (см. разд. 2.1.1).

Отметим, что на закрытом переходе (при $a_0 = 1$) имеем максимальный рост населенностей (максимумы амплитуд пиков) на нижних уровнях 1 и 3 и всех верхних уровнях и минимальное уменьшение населенности (минимумы амплитуд провала) на нижнем уровне 2. При этом в условиях рис. 2 амплитуды пиков на уровнях 1 и 3 почти в 2 раза меньше амплитуды провала на уровне 2, а амплитуда пика на уровне 5 почти в 4 раза превосходит амплитуды пиков на уровнях 4 и 6. С уменьшением значения a_0 происходит уменьшение амплитуд пиков и увеличение амплитуд провалов в населенностях соответствующих уровней из-за роста вклада канала распада верхнего состояния на третьи состояния атома.

Из данных рис. 2 следует, что добавки в населенности уровней на переходе любого типа формируются вкладами как некогерентного, так и когерентных эффектов, при этом вклады когерентных эффектов проявляются в населенностях уровней по-разному, а их доля может составлять значительную величину. Так, на уровне 2 эффект МК приводит к меньшему убыванию населенности (пунктирные линии выше сплошных) и к меньшему росту населенностей верхних уровней (здесь пунктирные линии ниже сплошных). При этом величина эффекта МК максимальна на максимально населенном верхнем уровне 5 (рис. 2 б, кривая 1) на закрытом переходе и составляет $\sim 40\%$ от величины некогерентного вклада. Величины вкладов эффекта МК на верхних уровнях 4 и 6 и нижнем уровне 2 значительно меньше и составляют $\sim 1 - 2\%$ от величины некогерентного вклада. С ростом открытости перехода вклады эффекта МК в населенности данных уровней уменьшаются значительно. Отметим также уменьшение амплитуд некогерентных вкладов на верхних уровнях с ростом открытости перехода, особенно на уровне 5, что обусловлено, как отмечено в разд. 2.1.1, нелинейными зависимостями вкладов процессов в населенности этих уровней от параметра κ_A в условиях рис. 2 б.

Проявление эффекта МК в форме вкладов на нижних уровнях 1 и 3 с ростом открытости перехода сложнее (рис. 2 а). Так, при $a_0 = 1$ вклад эффекта МК уменьшает величину добавки (пунктирные

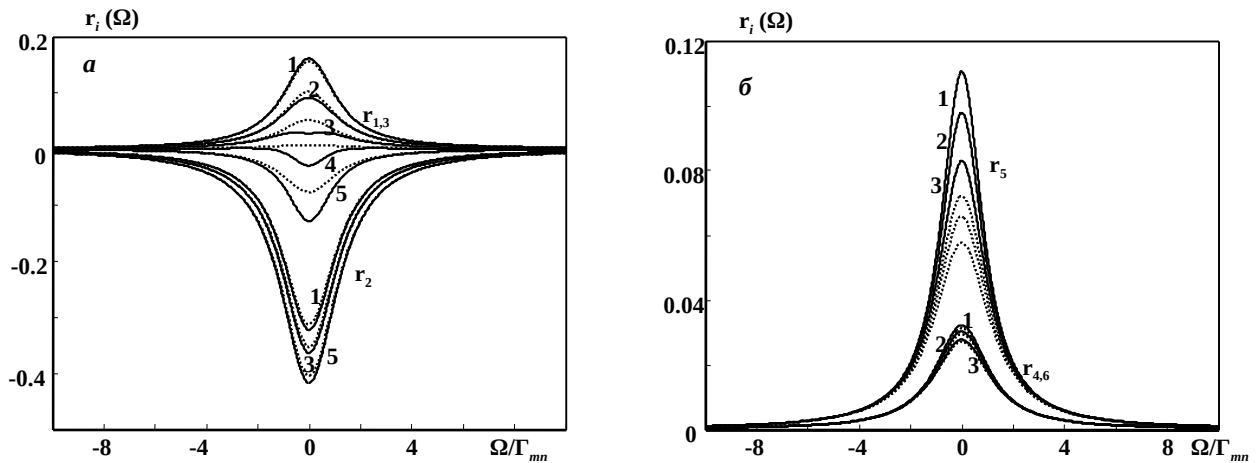


Рис. 2. Форма добавок в населенности нижних (а) и верхних (б) уровней перехода $J_n = 1 - J_m = 1$ при $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\Gamma_{mn} = 5.5\Gamma_n$, $\Omega_H = 0$, $\kappa_L = 0.1$: а) $a_0 = 1$ (1), 0.9 (2), 0.8 (3), 0.7 (4), 0.5 (5); б) $a_0 = 1$ (1), 0.8 (2), 0.5 (3). Сплошные линии — решение без вклада эффектов МК, пунктирные линии — полное решение

линии ниже сплошных) и тем самым населенности уровней. При этом величина вклада мала и составляет $\sim 2\%$ от величины некогерентного вклада. На переходах с $a_0 < 1$ вклады эффекта МК увеличивают населенности уровней как при пиковой форме добавок (кривые 1–3), так и в форме провала (кривые 4, 5). При этом с ростом открытости перехода величина эффекта МК растет и при $a_0 = 0.5$ составляет $\sim 60\%$ от величины некогерентного вклада (кривая 5). Отметим, что вблизи критического значения параметра $a_0 \approx 0.75$ добавки в населенности будут определяться исключительно эффектами МК и ее переносом.

Характер влияния интенсивности ЭМ-поля на вклады процессов, формирующих населенности уровней на переходах любых типов, качественно одинаков: с ростом значений параметра насыщения κ_L происходит рост вкладов всех процессов, при этом имеются и различия в поведении вкладов на ряде уровней. Так, на закрытом переходе при значениях $\kappa_L = 0.1$ –1 происходит рост (более чем на порядок) вкладов некогерентного эффекта в провал на нижнем уровне 2 и в пики на всех верхних уровнях. При этом вклады эффекта МК на уровне 2 возрастают от $\sim 1\%$ до $\sim 7\%$, а на уровне 5 — от $\sim 40\%$ до $\sim 80\%$ относительно некогерентных вкладов. На открытом переходе с $a_0 = 0.5$ величина некогерентного эффекта при $\kappa_L = 1$ на уровне 5 уменьшается приблизительно в 2.5 раза, а доля эффекта МК — до $\sim 60\%$, при этом изменения вкладов всех эффектов на нижнем уровне 2 незначительны.

На уровнях 1 и 3 характер влияния интенсивности поля на вклады процессов сложнее зависит от значений параметра a_0 . На закрытом переходе при параметрах насыщения $\kappa_L = 0.1$ –1 вклад некогерентного эффекта увеличивается почти на порядок, а относительная величина эффекта МК меняется от 2% до $\sim 10\%$. На открытых переходах (с $a_0 < 1$) вклады эффекта МК приводят к увеличению населенностей уровней как при пиковой форме добавок, так и в форме провала. При этом эффект МК определяет значения населенностей уровней в области смены знака добавок, а при параметрах $a_0 = 0.5$ и $\kappa_L = 1$ величина вклада МК составляет $\sim 65\%$ от величины некогерентного эффекта.

Эффект переноса МК с уровней верхнего состояния на уровни нижнего состояния приводит к росту населенностей всех уровней перехода, однако величина его вкладов значительно меньше вкладов эффекта МК. Так, в условиях рис. 2 вклад эффекта переноса МК максимален на верхнем уровне 5 закрытого перехода и при $\kappa_L = 0.1$ составляет $\sim 1\%$ от вклада эффекта МК, вклады эффекта в населенности остальных уровней значительно меньше ($\sim 0.1\%$). С увеличением параметра насыщения до $\kappa_L = 1$ относительные вклады эффекта переноса возрастают до $\sim 10\%$ на уровне 5 и до $\sim 1\%$ на остальных уровнях. С ростом открытости перехода вклады эффекта уменьшаются, в частности, при $a_0 = 0.5$ вклад эффекта на уровне 5 составляет $\sim 3\%$ от величины эффекта МК.

Влияние расщепления уровней в магнитном поле на процессы формирования их населенностей показано на рис. 3 в центре линии (при $\Omega_0 = 0$) от-

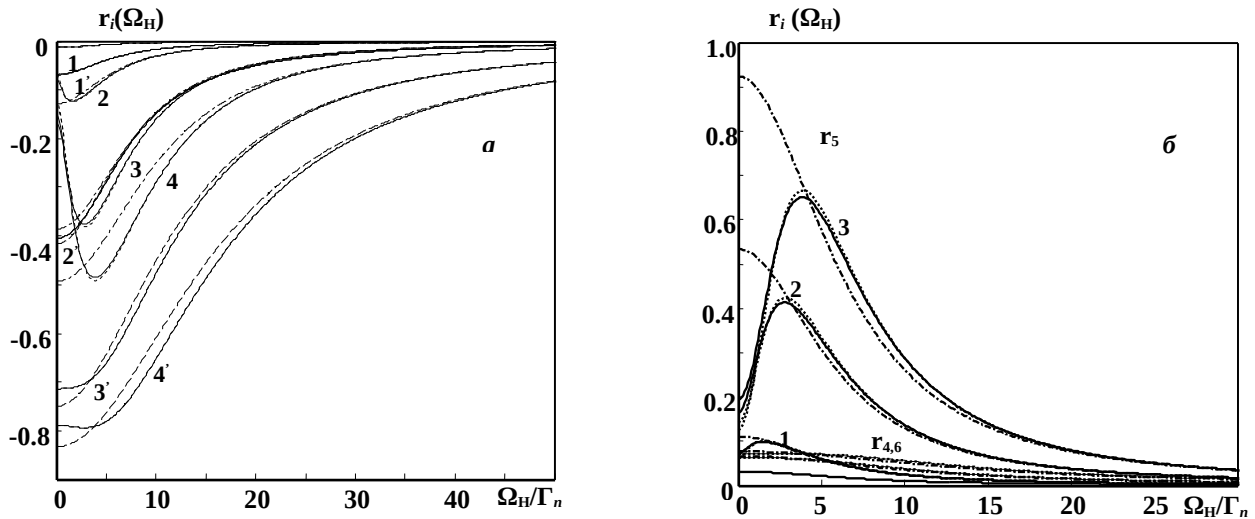


Рис. 3. Зависимости форм добавок в населенности нижних (а) и верхних (б) уровней на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$ от величины расщепления Ω_H при $\Omega_0 = 0$, $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\Gamma_{mn} = 5.5\Gamma_n$, $a_0 = 0.5$; а) $\kappa_L = 0.01$ (1, 1'), 0.1 (2, 2'), 0.5 (3, 3'), 1.0 (4, 4'), кривые 1–4 — добавки $r_{1,3}$, кривые 1'–4' — добавки r_2 ; б) $\kappa_L = 0.1$ (1), 0.5 (2), 1.0 (3). Сплошные и пунктирные линии — полное решение, штрихпунктирные — решение без вклада эффектов МК

крытого перехода ($a_0 = 0.5$) при ряде значений параметра насыщения κ_L и равных значениях расщеплений уровней верхнего и нижнего состояний ($\omega_{31} = \omega_{64} = 2\Omega_H$, рис. 1). Из данных рис. 3 следует, что зависимости вкладов всех эффектов от величины расщепления уровней имеют схожий вид: а) вклады эффектов максимальны в отсутствие расщеплений уровней и уменьшаются до нуля при расщеплениях, превышающих насыщенную ширину перехода; б) вклады некогерентного эффекта превышают вклады когерентных эффектов, а рост интенсивности ЭМ-поля приводит к росту величин всех вкладов; в) вклады когерентных эффектов существенны при малых расщеплениях $\Omega_H/\Gamma_n \leq 3-4$, при расщеплениях $\Omega_H/\Gamma_n \geq 4$ вклады эффектов малы, при этом вклады эффекта МК значительно превосходят вклады эффекта переноса МК; г) при расщеплениях $\Omega_H/\Gamma_n \sim 4-5$ вклады эффекта МК меняют знак по отношению к вкладам некогерентного эффекта, а вклады эффекта переноса МК — по отношению к вкладам эффекта МК.

При этом в поведении вкладов эффектов МК при расщеплении уровней проявляются выявленные ранее особенности зависимостей вкладов от параметра ветвления перехода. Так, на уровне 2 при любых параметрах ветвления вклады эффекта МК (рис. 3 а, сплошные линии) при расщеплениях $\Omega_H/\Gamma_n < 4$ уменьшают некогерентный вклад, а при расщеплениях $\Omega_H/\Gamma_n > 4$ ведут к небольшому его увеличению. Подобно поведение вкладов эф-

фекта МК и на уровнях 1 и 3, причем на открытых переходах (рис. 3 а) вклады эффекта МК при $\Omega_H/\Gamma_n < 4$ увеличивают населенности уровней, а при $\Omega_H/\Gamma_n > 4$ уменьшают их, в то время как на закрытом переходе знаки вкладов, как установлено выше, противоположны.

На верхних уровнях перехода (рис. 3 б) вклады эффекта МК при расщеплениях $\Omega_H/\Gamma_n < 4$ уменьшают вклады некогерентного эффекта, а при $\Omega_H/\Gamma_n > 4$ увеличивают их. При этом вклад МК, как отмечено выше, максимален на уровне 5 закрытого перехода (рис. 3 б, кривая 3) и при $\kappa_L = 1$ составляет $\sim 80\%$ от величины некогерентного эффекта, величины вкладов МК на уровнях 4 и 6 значительно меньше ($\sim 8\%$).

Изменение величины расщепления верхних уровней в диапазоне $\omega_{64} = (0.1-2)\omega_{31}$ не влияет на величину эффектов МК, но приводит к изменению области их проявления в населенностях уровней V-схемы (см. [23]) и особенно к изменению форм населенностей этих уровней в крыльях (при $\Omega_H > \Gamma_{mn}$, рис. 3). При этом изменение величины ω_{64} не влияет на вклады всех эффектов в населенности уровней Λ -схемы, поскольку здесь особенности эффектов определяются расщеплением нижних уровней.

В заключение раздела отметим, что знакопеременные зависимости вкладов эффектов МК и ее переноса в населенности уровней от величины их расщепления являются следствием когерентного характера этих эффектов в рассматриваемых условиях.

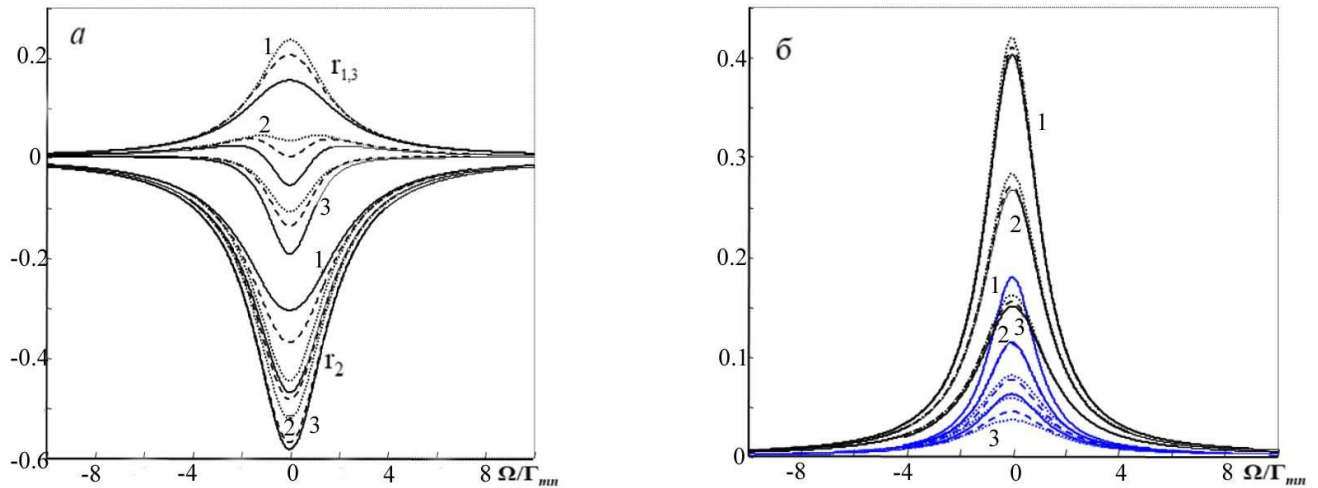


Рис. 4. Форма добавок в населенности нижних (а) и верхних (б) уровней перехода $J_n = 1 - J_m = 2$ при $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\Gamma_{mn} = 5.5\Gamma_n$, $\Omega_H = 0$, $\kappa_\Lambda = 1$, $a_0 = 1$ (1), 0.9 (2), 0.7 (3). Сплошные линии — решение без вклада эффектов МК, пунктирные линии — решение МК с $\Delta M = 2$, штриховые линии — учет всех эффектов МК; б) черные линии — добавки $r_{4,8}$, синие — добавки r_6

3.2. Переходы $J_n = 1 - J_m = 2$ и $J_n = 2 - J_m = 1$

Характерное поведение вкладов процессов, формирующих населенности уровней на переходах $J_n = 1 - J_m = 2$ и $J_n = 2 - J_m = 1$ в ЭМ-поле линейной поляризации, показано на рис. 4–6 при параметрах ветвления $a_0 = 1 - 0.3$ и параметре насыщения $\kappa_\Lambda = 1$. На рисунках видно, что основной вклад в формирование населенностей уровней данных переходов, как и на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$, вносит некогерентный эффект (сплошные линии), вклады когерентных эффектов — эффектов МК2 (пунктирные) и МК4 (штриховые), как и эффекта переноса МК, проявляются в виде добавок. При этом имеют место общие закономерности, подобные переходу $J_n = 1 - J_m = 1$, но и проявляется специфика, обусловленная различием вкладов формируемых ЭМ-полем Λ - и V-схем возбуждения на данных переходах. Так, на переходе $J_n = 1 - J_m = 2$ основной вклад вносят V-схемы, в то время как на переходе $J_n = 2 - J_m = 1$, как и на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$, основной вклад обусловлен Λ -схемами.

Вклады некогерентного эффекта в населенности уровней на переходах $J_n = 1 - J_m = 2$ и $J_n = 2 - J_m = 1$, согласно данным рис. 4–6, имеют пиковую форму вблизи центров линий на верхних уровнях любых типов переходов, а на нижних уровнях формы вкладов зависят от значений параметров ветвления переходов. Так, на переходе

$J_n = 1 - J_m = 2$ вклады на нижнем уровне 2 при любых значениях параметра $a_0 \leq 1$ имеют вид провала, на уровнях 1 и 3 при значениях параметра $0.95 < a_0 \leq 1$ проявляются в виде пика, а при значениях $a_0 < 0.95$ — в виде провала (рис. 4 а), что согласуется с аналитическим анализом (см. разд. 2.1.2).

При этом вклады эффекта МК2 в населенность уровня 2 при параметрах ветвления $a_0 = 1 - 0.8$ приводят к росту амплитуды провала (рис. 4 а, пунктирные линии ниже сплошных), а величина эффекта МК2 максимальна при $a_0 = 1$ и составляет $\sim 40\%$ (при $\kappa_\Lambda = 1$) от величины некогерентного эффекта. Вблизи значения $a_0 \approx 0.8$ вклад МК2 меняет знак и при значениях $a_0 < 0.8$ приводит к уменьшению амплитуды провала, а его величина уменьшается до $\sim 2\%$ относительно некогерентного вклада.

Вклады эффекта МК4 на уровне 2 противоположны по знаку вкладам эффекта МК2, а величина эффекта в области параметров $a_0 = 1 - 0.5$ меняется от $\sim 60\%$ до $\sim 35\%$ (при $\kappa_\Lambda = 0.1$) и от $\sim 80\%$ до $\sim 50\%$ (при $\kappa_\Lambda = 1$) от величины эффекта МК2.

Вклады эффекта МК2 на нижних уровнях 1 и 3 перехода $J_n = 1 - J_m = 2$ приводят к росту населенностей уровней как на закрытом, так и на открытых переходах (рис. 4 а), а вклады эффекта МК4 противоположны по знаку вкладам эффекта МК2 и ведут к уменьшению населенностей этих уровней (штриховые линии ниже пунктирных). При этом на закрытом переходе величина эффекта МК2 составляет от $\sim 7\%$ (при $\kappa_\Lambda = 0.1$) до $\sim 35\%$ ($\kappa_\Lambda = 1$) от величины некогерентного эффекта, а величины

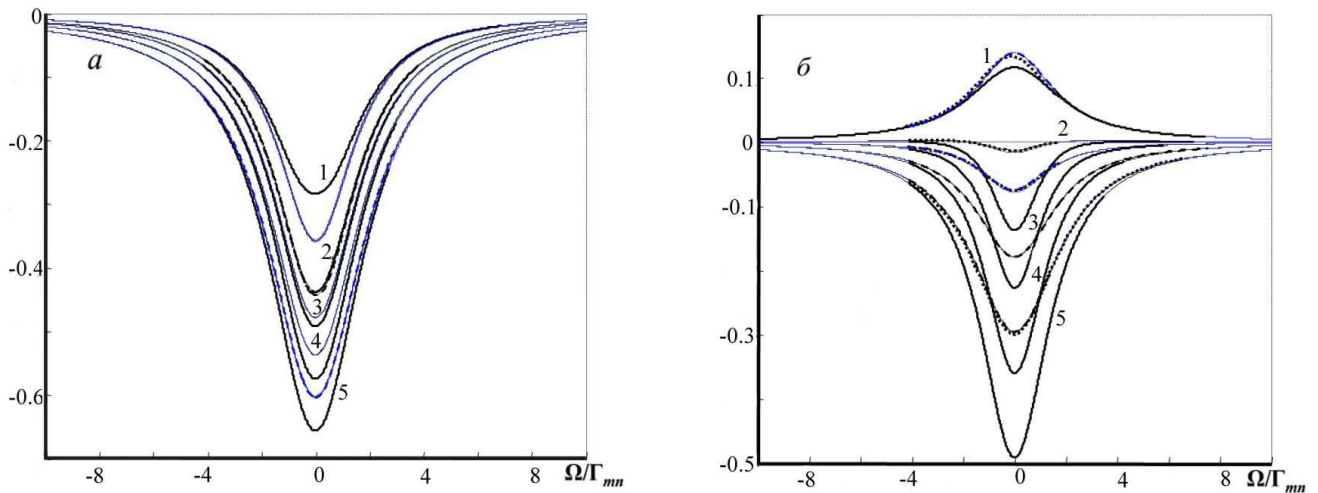


Рис. 5. Форма добавок в населенности нижних 1, 5 (а) и 2, 4 (б) уровней перехода $J_n = 2 - J_m = 1$ при $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\Gamma_{mn} = 5.5\Gamma_n$, $\Omega_H = 0$, $\kappa_\Lambda = 1$, $a_0 = 1$ (1), 0.8 (2), 0.7 (3), 0.5 (4), 0.3 (5). Черные сплошные линии — решение без вклада эффектов МК, пунктирные — решение МК с $\Delta M = 2$, штриховые — решение с $\Delta M = \pm 2$ и $\Delta M = \pm 4$, синие линии — учет всех эффектов МК

эффекта МК4 в этих условиях меняются от $\sim 25\%$ до $\sim 40\%$ ($\kappa_\Lambda = 1$) от вклада эффекта МК2.

В области смены знака некогерентного вклада (при $a_0 \approx 0.95$) населенности уровней определяются вкладами эффекта МК2, здесь его величина значительно превосходит величину некогерентного эффекта, а при значениях $a_0 \leq 0.5$ доля эффекта МК2 убывает до $\sim 8\%$ (при $\kappa_\Lambda = 1$) от величины некогерентного эффекта.

Вклады эффекта МК4 на уровнях 1 и 3 противоположны по знаку вкладам эффекта МК2 (штриховые линии ниже пунктирных), они меньше по величине и при параметрах ветвления $a_0 = 1-0.5$ составляют $\sim (25-20)\%$ от вклада эффекта МК2 (при $\kappa_\Lambda = 0.1$) и увеличиваются до $\sim (40-25)\%$ (при $\kappa_\Lambda = 1$, рис. 4 а). Таким образом, вклад эффекта МК4 уменьшает вклад когерентных процессов в населенности данных уровней, при этом величины вклада эффекта растут с ростом параметра насыщения κ_Λ и уменьшаются с ростом открытости перехода.

В случае перехода $J_n = 2 - J_m = 1$ (рис. 5, б) поведение некогерентных вкладов в населенности нижних уровней иное, чем на переходе $J_n = 1 - J_m = 2$. Здесь вклады имеют вид провала на уровнях 1 и 5 при любых параметрах ветвления $a_0 \leq 1$, а на уровнях 2, 4 и 3 при изменении значений a_0 добавки меняют форму из пиковой в провал, причем на уровнях 2 и 4 смена знака происходит при $a_0 \approx 0.8$ (рис. 5 б), а на уровне 3 — при $a_0 \approx 0.5$ (рис. 6 а). При этом максимумы амплитуд пика на

уровне 3 и минимумы амплитуд провала на уровнях 1 и 5 реализуются на переходе закрытого типа.

Поведение вкладов эффекта МК2 на уровнях 1 и 5 (рис. 5 а) такое же, как и на уровне 2 перехода $J_n = 1 - J_m = 2$: при значениях параметра $a_0 = 1-0.8$ вклад эффекта МК2 ведет к уменьшению населенностей, вблизи значения $a_0 \approx 0.75$ происходит смена знака вклада, а при $a_0 < 0.7$ вклад эффекта МК2 ведет к росту населенностей уровней (уменьшению амплитуды провала). При этом величина эффекта МК2 при $\kappa_\Lambda = 1$ максимальна при $a_0 = 1$ и составляет $\sim 25\%$ от величины некогерентного эффекта, а при значениях $a_0 = 0.5-0.3$ она уменьшается до $\sim 10\%$. Вклады эффекта МК4 в населенности данных уровней при любых параметрах ветвления противоположны по знаку вкладам эффекта МК2, они малы по величине, и их максимальные значения при $\kappa_\Lambda = 1$ составляют $\sim 5\%$ от величины эффекта МК2.

Вклады эффекта МК2 на нижних уровнях 2, 4 и 3 при любых значениях параметра a_0 увеличивают амплитуды пиков и уменьшают амплитуды провалов в форме добавок (рис. 5 а). При этом вклады эффекта МК2 при $a_0 = 1$ составляют $\sim (2-6)\%$ относительно некогерентного вклада при малых значениях параметра насыщения $\kappa_\Lambda \leq 1$ и возрастают до $\sim (15-35)\%$ при значениях $\kappa_\Lambda = 1$. С уменьшением значения a_0 (в диапазоне $a_0 = 1-0.7$) вклады эффекта МК2 растут, они значительно превосходят вклад некогерентного эффекта в области его переворота, а при значениях $a_0 \leq 0.5$ величины вкладов

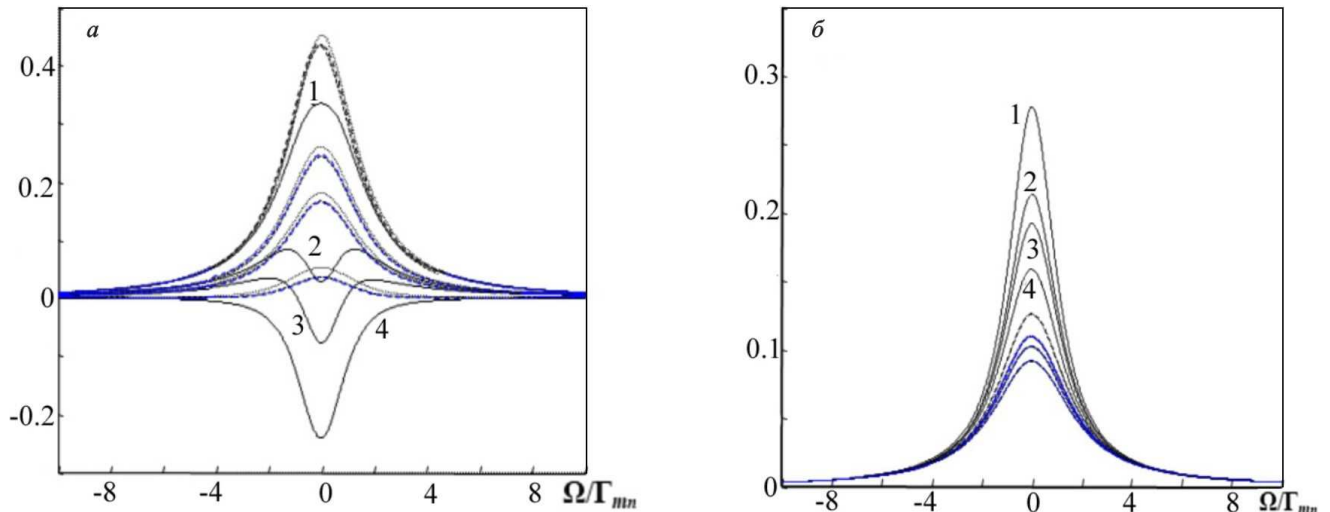


Рис. 6. Форма добавок в населенности нижнего 3 (а) и верхнего 7 (б) уровней перехода $J_n = 2 - J_m = 1$ при $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\Gamma_{mn} = 5.5\Gamma_n$, $\Omega_H = 0$, $\kappa_\Lambda = 1$, $a_0 = 1$ (1), 0.8 (2), 0.7 (3), 0.5 (4). Черные сплошные линии — решение без вклада эффектов МК, пунктирные — решение с $\Delta M = 2$, штриховые — решение с $\Delta M = \pm 2$ и $\Delta M = \pm 4$, синие линии — учет всех эффектов МК

МК2 составляют $\sim 15\%$ (на уровнях 2, 4) и $\sim 40\%$ (на уровне 3) от величины некогерентного эффекта при $\kappa_\Lambda = 0.1$ и увеличиваются соответственно до $\sim 50\%$ и $\sim 75\%$ при $\kappa_\Lambda = 1$.

Вклады эффекта МК4 в населенности уровней 2, 4 имеют один знак с вкладами эффекта МК2, а на уровне 3 — противоположные. При этом вклады максимальны при ветвлении $a_0 = 1$ и составляют менее 3% (на уровнях 2, 4) и $\sim 12\%$ (на уровне 3) от величины эффекта МК2 при значениях параметра $\kappa_\Lambda = 1$.

Вклады эффекта переноса МК на нижних уровнях 1, 3 перехода $J_n = 1 - J_m = 2$ противоположны по знаку вкладам эффекта МК4 и одного знака на уровне 2, в то же время на переходе $J_n = 2 - J_m = 1$ эти вклады на уровнях 1, 5 и 3 одного знака, а на уровнях 2, 4 противоположны знакам вкладов эффекта МК4. При этом величины вкладов малы и при значениях параметров $a_0 = 1-0.5$ и $\kappa_\Lambda = 1$ составляют $\sim (5-3)\%$ от величины эффекта МК4 на переходе $J_n = 1 - J_m = 2$ и менее 1% на переходе $J_n = 2 - J_m = 1$.

В случае верхних уровней на данных переходах некогерентный эффект формирует, как указано выше, пиковый вид добавок в населенности, причем на переходе $J_n = 1 - J_m = 2$ амплитуды пиков максимальны на уровнях 4, 8 ($M = \pm 2$) и минимальны на уровне 6 ($M = 0$), в то время как на переходе $J_n = 2 - J_m = 1$, как и на переходе

$J_n = 1 - J_m = 1$, амплитуды пиков максимальны на уровне 7 ($M = 0$), а минимальны на уровнях 6, 8 ($M = \pm 1$).

Величины вкладов эффекта МК2 на переходе $J_n = 1 - J_m = 2$ максимальны на минимально населенном верхнем уровне 6 и минимальны на максимально населенных уровнях 4 и 8, причем на уровнях 4, 8 вклады эффекта МК2 ведут к росту населенностей, а на остальных уровнях — к уменьшению населенностей. При этом на уровнях 4, 8 максимумы вкладов малы и составляют $\sim 5\%$ при параметрах $a_0 = 1-0.5$ и $\kappa_\Lambda = 1$, в то время как на уровне 6 величина вклада значительно больше и составляет от $\sim 55\%$ до $\sim 35\%$ от некогерентного вклада.

Вклады эффекта МК4 противоположны по знаку вкладам эффекта МК2. При этом на уровнях 4, 8 максимальные значения вкладов составляют $\sim 80\%$ (при $\kappa_\Lambda = 1$) от величины эффекта МК2, однако их абсолютные значения, как и значения вкладов эффекта МК2, малы и не влияют на величину населенностей уровней. Вклады эффекта МК4 на уровне 6 больше и при значениях $a_0 = 1-0.5$ и $\kappa_\Lambda = 1$ составляют $\sim (35-30)\%$ от величины эффекта МК2.

Вклады эффекта переноса МК на уровнях 4, 8 противоположны по знаку, а на уровне 6 одного знака с вкладом эффекта МК4, их максимальные значения составляют менее 5% (при $\kappa_\Lambda = 1$) от величины эффекта МК4.

На верхних уровнях 5, 7 перехода поведение всех когерентных вкладов подобно поведению вкладов на уровне 6, а их величины значительно меньше величин вкладов на уровне 6.

В случае перехода $J_n = 2 - J_m = 1$ вклады эффекта МК2 в населенности верхних уровней противоположны по знаку вкладам некогерентного эффекта и ведут к уменьшению, а вклады эффекта МК4 противоположны по знаку вкладам эффекта МК2 и ведут к росту населенностей уровней. Так, при значениях параметра $a_0 = 1-0.5$ и параметре насыщения $\kappa_\Lambda \sim 0.1$ максимальные величины эффекта МК2 составляют $\sim 7\%$ (на уровнях 6, 8) и $\sim 15\%$ (на уровне 7) от вклада некогерентного эффекта, а вклады эффекта МК4 — $\sim (2-3)\%$ от величины эффекта МК2. При параметре насыщения $\kappa_\Lambda = 1$ вклады эффекта МК2 составляют $\sim 45\%$ на уровнях 6, 8 и $\sim 55\%$ на уровне 7 относительно некогерентного вклада, а вклады эффекта МК4 увеличиваются до $\sim 5\%$ относительно эффекта МК2.

Вклады эффекта переноса МК на всех верхних уровнях перехода противоположны по знаку вкладам эффекта МК4, их максимальные значения малы и составляют при $\kappa_\Lambda = 1$ менее 1% от величины эффекта МК4.

В заключение раздела отметим, что характер влияния расщепления уровней на процессы формирования их населенностей на переходах $J_n = 1 - J_m = 2$ и $J_n = 2 - J_m = 1$ качественно такой же, как и на переходе $J_n = 1 - J_m = 1$, имеются лишь количественные отличия.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представленные результаты аналитических и численных исследований резонансного взаимодействия линейно поляризованной ЭМ-волны с переходами между вырожденными состояниями атомов с полными моментами $J_n = 1 - J_m = 1$, $J_n = 1 - J_m = 2$ и $J_n = 2 - J_m = 1$ показывают, что при формировании населенностей уровней магнитной структуры основной вклад вносит некогерентный эффект, а вклады когерентных эффектов, таких как эффекты МК, индуцируемые ЭМ-полем между уровнями с изменением магнитного квантового числа $\Delta M = \pm 2$ (магнитное выстраивание) и $\Delta M = \pm 4$ (МК более высокого порядка), а также эффекта переноса МК с уровней верхнего состояния на уровни нижнего состояния проявляются в виде добавок. При этом некогерентный эффект приводит к неравновесно-

му (селективному) перераспределению атомов по уровням магнитной структуры, а величины и знаки неравновесных добавок определяются значениями магнитных и полных моментов уровней переходов, степенью их открытости (значением параметра ветвления), а также значением констант релаксации уровней и интенсивностью (через параметры насыщения) ЭМ-поля.

Зависимости вкладов когерентных эффектов и спектральных областей их проявлений от значений релаксационных констант, величины расщепления уровней, степени открытости переходов и интенсивности ЭМ-поля обнаруживают как общие закономерности проявления эффектов, так и их специфические особенности, обусловленные различием вкладов каналов возбуждения и распада уровней в формируемых ЭМ-полем схемах на рассматриваемых переходах. Так, наиболее специфичен эффект МК с $\Delta M = \pm 2$, вклады которого приводят как к росту, так и к уменьшению неравновесных добавок в населенности уровней переходов, при этом максимумы вкладов в условиях расчетов достигают $\sim 80\%$ от величины некогерентного эффекта. В то же время вклады эффекта МК с $\Delta M = \pm 4$ всегда противоположны по знаку вкладам эффекта МК с $\Delta M = \pm 2$ и уменьшают вклады когерентных добавок в населенности уровней. При этом их максимальные величины могут составлять до $\sim 80\%$ от вклада эффекта магнитного выстраивания (МК с $\Delta M = \pm 2$). Величины и знаки вкладов эффекта переноса МК с уровней верхнего состояния на уровни нижнего состояния специфичны для каждого из рассмотренных переходов, они малы по величине и более выражены в атомах, содержащих V-схемы переходов.

В заключение отметим, что рассмотренные эффекты магнитной когерентности являются причиной образования когерентных резонансов ЭИП в спектрах поглощения ЭМ-волны при магнитном сканировании на вырожденных переходах атомов [23, 24].

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственных заданий Института автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук (проект № 124041700-064-5) и Института физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук (проект № FWGW-2025-001).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. В случае перехода $J_n = 1 - J_m = 1$ системы уравнений (6) представима в следующем виде: в Λ -схеме ($k = 1, 3; l = 4, 6$)

$$\begin{aligned} (\Gamma_n + \gamma_{5k})r_k - Ar_l + (A + \gamma_{5k})r_5 &= \gamma_{5k}\Delta N, \\ \left(\Gamma_m + \sum_k \gamma_{5k}\right)r_5 - \sum_k \gamma_{5k}r_k &= -\sum_k \gamma_{5k}\Delta N; \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

в V -схеме ($k = 4, 6$)

$$\begin{aligned} \left(\Gamma_n + \sum_k \gamma_{k2}\right)r_2 - \sum_k (A + \gamma_{k2})r_k &= \sum_k \gamma_{k2}\Delta N, \\ (\Gamma_m + \gamma_{k2})r_k - \gamma_{k2}r_2 &= -\gamma_{k2}\Delta N. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

На данном переходе имеем равенство вероятностей спонтанного распада и параметров взаимодействия по каждому каналу:

$$A_{ki} = A = A_{mn}/2, \quad |G_{ik}|^2 = |G|^2.$$

Решения системы уравнений (A.1), (A.2) для добавок в населенности нижних магнитных уровней в общем виде следующие:

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{\Delta N}{D_1} \left\{ \left[\Gamma_n + \frac{(\Gamma_m - A + \gamma_{51})\gamma_{53}}{\Gamma_m + \gamma_{51} + \gamma_{53}} \right] \times \right. \\ &\quad \times \left[\frac{(\Gamma_m - A)\gamma_{51} - A\gamma_{53}}{\Gamma_m + \gamma_{51} + \gamma_{53}} - \frac{A\gamma_{42}\delta_1}{\Gamma_m + \gamma_{42}} \right] + \\ &\quad + \left[\frac{(\Gamma_m - A)\gamma_{53} - A\gamma_{51}}{\Gamma_m + \gamma_{51} + \gamma_{53}} - \frac{A\gamma_{62}\delta_1}{\Gamma_m + \gamma_{62}} \right] \times \\ &\quad \times \left. \frac{(A + \gamma_{51})\gamma_{53}}{\Gamma_m + \gamma_{51} + \gamma_{53}} \right\}, \\ r_2 &= \frac{\Delta N(\Gamma_m - A)\Gamma_{mn}^2\kappa_V}{D_2} \left[\frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_{42}^2} + \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_{62}^2} \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} r_3 &= \frac{\Delta N}{D_1} \left\{ \left[\Gamma_n + \frac{(\Gamma_m - A + \gamma_{53})\gamma_{51}}{\Gamma_m + \gamma_{51} + \gamma_{53}} \right] \times \right. \\ &\quad \times \left[\frac{(\Gamma_m - A)\gamma_{53} - A\gamma_{51}}{\Gamma_m + \gamma_{51} + \gamma_{53}} - \frac{A\gamma_{62}\delta_1}{\Gamma_m + \gamma_{62}} \right] + \\ &\quad + \left[\frac{(\Gamma_m - A)\gamma_{51} - A\gamma_{53}}{\Gamma_m + \gamma_{51} + \gamma_{53}} - \frac{A\gamma_{42}\delta_1}{\Gamma_m + \gamma_{42}} \right] \times \\ &\quad \times \left. \frac{(A + \gamma_{53})\gamma_{51}}{\Gamma_m + \gamma_{51} + \gamma_{53}} \right\}. \end{aligned}$$

Здесь

$$\delta_1 = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + (\Gamma_m - A)\kappa_V \left(\frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_{42}^2} + \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_{62}^2} \right)},$$

$$\begin{aligned} D_1 &= \Gamma_n^2 + \frac{\Gamma_n\kappa_V(\Gamma_m - A)}{1 + \kappa_V \left(\frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{61}^2} + \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{63}^2} \right)} \times \\ &\quad \times \left[\frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{61}^2} + \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{63}^2} + \right. \\ &\quad + \left. \frac{\kappa_V\Gamma_m(\Gamma_m + 2\Gamma_n - 2A)}{\Gamma_n(\Gamma_m - A)} \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{61}^2} \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{63}^2} \right], \\ D_2 &= \Gamma_n + (\Gamma_m - A)\kappa_V \left(\frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_{42}^2} + \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_{62}^2} \right), \end{aligned}$$

$$\Gamma_{sV}^2 = \Gamma_{mn}^2(1 + \kappa_V), \quad \kappa_V = 2|G|^2/(\Gamma_{mn}\Gamma_m).$$

Добавки к населенностям верхних магнитных уровней определяются через добавки населенностей нижних уровней как

$$\begin{aligned} r_4 &= \frac{\kappa_V\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_{42}^2}(r_2 - \Delta N), \\ r_5 &= \frac{\kappa_\Lambda\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s\Lambda 1}^2 + \Omega_{51}^2}(r_1 - \Delta N) + \\ &\quad + \frac{\kappa_\Lambda\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s\Lambda 2}^2 + \Omega_{53}^2}(r_3 - \Delta N), \\ r_6 &= \frac{\kappa_V\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_{62}^2}(r_2 - \Delta N), \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_{s\Lambda 1}^2 &= \Gamma_{mn}^2 \left[1 + \kappa_\Lambda \left(1 + \frac{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{51}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{53}^2} \right) \right], \\ \Gamma_{s\Lambda 2}^2 &= \Gamma_{mn}^2 \left[1 + \kappa_\Lambda \left(1 + \frac{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{53}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{51}^2} \right) \right], \\ \kappa_\Lambda &= \frac{2|G|^2}{\Gamma_{mn}\Gamma_n}. \end{aligned}$$

В отсутствие расщепления уровней (при $\Omega_{ik} = \Omega_0$) выражения для добавок в населенности становятся следующими:

$$\begin{aligned} r_1 &= r_3 = \frac{\Delta N\kappa_V\Gamma_{mn}^2\Gamma_n}{D_0} \left[\frac{\Gamma_m - 2A}{\Gamma_{mn}^2(1 + 2\kappa_\Lambda) + \Omega_0^2} - \right. \\ &\quad - \left. \frac{A\delta_1}{\Gamma_{mn}^2(1 + \kappa_\Lambda) + \Omega_0^2} \right] \left[1 + \kappa_\Lambda \frac{\Gamma_m}{\Gamma_n} \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2} \right], \\ r_2 &= \frac{2\Delta N(\Gamma_m - A)}{\Gamma_m} \frac{\kappa_\Lambda\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_0^2}, \\ r_4 &= r_6 = -\Delta N \frac{\kappa_V\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2(1 + \kappa_V) + \Omega_0^2} \times \\ &\quad \times \left[1 - \frac{2(\Gamma_m - A)}{\Gamma_m} \frac{\kappa_\Lambda\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sV}^2 + \Omega_0^2} \right], \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$r_5 = -2\Delta N \kappa_\Lambda \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2(1+2\kappa_\Lambda) + \Omega_0^2} \left\{ 1 - \frac{\kappa_\Lambda \Gamma_{mn}^2 \Gamma_n}{D_0} \times \right. \\ \times \left[\frac{\Gamma_m - 2A}{\Gamma_{mn}^2(1+2\kappa_\Lambda) + \Omega_0^2} - \frac{A\delta_1}{\Gamma_{mn}^2(1+\kappa_\Lambda) + \Omega_0^2} \right] \times \\ \times \left. \left[1 + \kappa_\Lambda \frac{\Gamma_m}{\Gamma_n} \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2} \right] \right\},$$

где

$$D_0 = \Gamma_n^2 \left\{ 1 + \frac{2(\Gamma_m - A)}{\Gamma_n} \frac{\kappa_\Lambda \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2(1+2\kappa_\Lambda) + \Omega_0^2} \times \right. \\ \times \left. \left[1 + \frac{\kappa_\Lambda \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2} \frac{\Gamma_m(\Gamma_m + 2\Gamma_n - 2A)}{2\Gamma_n(\Gamma_m - A)} \right] \right\}, \\ \delta_1 = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + 2(\Gamma_m - A)\kappa_V \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2(1+\kappa_V) + \Omega_0^2}}, \\ \Gamma_{sV}^2 = \Gamma_{mn}^2 [1 + \kappa_V + 2(1 - A/\Gamma_m)\kappa_\Lambda].$$

2. На переходе $J_n = 1 - J_m = 2$ система уравнений, определяющая населенности уровней, будет следующей:

$$(\Gamma_n + \gamma_{41} + \gamma_{61})r_1 - (A_{41} + \gamma_{41})r_4 - \\ - A_{51}r_5 - (A_{61} + \gamma_{61})r_6 = -(\gamma_{41} + \gamma_{61})\Delta N, \\ (\Gamma_n + \gamma_{52} + \gamma_{72})r_2 - (A_{52} + \gamma_{52})r_5 - \\ - A_{62}r_6 - (A_{72} + \gamma_{72})r_7 = -(\gamma_{52} + \gamma_{72})\Delta N, \\ (\Gamma_n + \gamma_{63} + \gamma_{83})r_3 - (A_{63} + \gamma_{63})r_6 - \\ - A_{73}r_7 - (A_{83} + \gamma_{83})r_8 = -(\gamma_{63} + \gamma_{83})\Delta N, \quad (A.5) \\ (\Gamma_m + \gamma_{41})r_4 - \gamma_{41}r_1 = \gamma_{41}\Delta N, \\ (\Gamma_m + \gamma_{52})r_5 - \gamma_{52}r_2 = \gamma_{52}\Delta N, \\ (\Gamma_m + \gamma_{61} + \gamma_{63})r_6 - \gamma_{61}r_1 - \gamma_{63}r_3 = (\gamma_{61} + \gamma_{63})\Delta N, \\ (\Gamma_m + \gamma_{72})r_7 - \gamma_{72}r_2 = \gamma_{72}\Delta N, \\ (\Gamma_m + \gamma_{83})r_8 - \gamma_{83}r_3 = \gamma_{83}\Delta N.$$

Решения системы уравнений (A.5) определяются отношениями полиномов 6-й степени, они сложны при анализе. При малых параметрах насыщения $\kappa_{ik} \ll 1$ и в отсутствие расщепления уровней (при $\Omega_{ik} = \Omega_0$) решения имеют следующий вид:

$$r_1 = r_3 = \Delta N \left(1 - \frac{\kappa_s \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \right) \frac{\kappa_\Lambda \beta_1 \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2}, \quad (A.6) \\ r_2 = \Delta N \left(1 - \frac{\kappa_s \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \right) \frac{\kappa_\Lambda \beta_2 \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2},$$

где

$$\Gamma_s = \Gamma_{mn} \sqrt{1 + \kappa_s}, \quad \kappa_s = 2\kappa_\Lambda \beta_s, \\ \beta_s = (1 - a_0) + f_{61}(1 - a_0 f_{61}) + f_{52}(1 - a_0 f_{52}), \\ \beta_1 = (1 - a_0) + f_{61}(1 - 2a_0 f_{61}) - f_{52} f_{51} a_0, \\ \beta_2 = 2f_{52}(1 - a_0 f_{52}) - f_{61} f_{62} a_0.$$

Здесь параметры насыщения и вероятности спонтанных переходов между уровнями выражены через силы осцилляторов и параметр ветвления a_0 :

$$\kappa_{ik} = \kappa_V f_{ik}, \quad A_{ik} = A_{mn} f_{ik}, \quad A_{mn} = a_0 \Gamma_m.$$

Значения сил осцилляторов следующие:

$$f_{41} = f_{83} = 1, \quad f_{52} = f_{72} = 1/2, \\ f_{61} = f_{63} = 1/6, \quad f_{51} = f_{73} = 1/2, \quad f_{62} = 2/3.$$

Добавки к населенностям верхних уровней 4–8 определяются через добавки населенностей нижних уровней как

$$r_4 = r_8 = \frac{\kappa_V \Gamma_{mn}^2 (r_1 - \Delta N)}{\Gamma_{mn}^2(1 + \kappa_V) + \Omega_0^2}, \\ r_5 = r_7 = \frac{\kappa_V f_{52} \Gamma_{mn}^2 (r_2 - \Delta N)}{\Gamma_{mn}^2(1 + \kappa_V f_{52}) + \Omega_0^2}, \quad (A.7) \\ r_6 = \frac{2\kappa_V f_{61} \Gamma_{mn}^2 (r_1 - \Delta N)}{\Gamma_{mn}^2(1 + \kappa_V f_{61}) + \Omega_0^2}.$$

3. В случае перехода $J_n = 2 - J_m = 1$ система уравнений, определяющая населенности уровней, подобна системе уравнений для перехода $J_n = 1 - J_m = 2$, а ее решения для населенностей нижних уровней при параметрах насыщения $\kappa_{ik} \ll 1$ и в отсутствие расщепления уровней имеют следующий вид:

$$r_1 = r_5 = \Delta N \kappa_\Lambda f_{61} \delta_1 \left(1 - \frac{\kappa_s \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \right) \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2}, \\ r_3 = \Delta N \kappa_\Lambda f_{63} \delta_3 \left(1 - \frac{\kappa_s \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \right) \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2}, \quad (A.8) \\ r_2 = r_4 = \Delta N \kappa_\Lambda f_{72} \delta_2 \left(1 - \frac{\kappa_s \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \right) \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2},$$

где

$$\delta_1 = 1 - (f_{61} + f_{63})a_0, \\ \delta_2 = 1 - [(f_{61} + f_{63})f_{62}/f_{72} - 2f_{72}]a_0, \\ \delta_3 = 1 - (f_{61} + f_{63} + f_{72}^2/f_{63})a_0,$$

$\Gamma_s = \Gamma_{mn} \sqrt{1 + \kappa_s}$ — насыщенная полуширина перехода, f_{ik} — сила осциллятора между уровнями перехода, а обобщенный параметр насыщения

$$\kappa_s = \kappa_\Lambda [f_{61}(1 - a_0 f_{61}) + f_{72}(1 - a_0 f_{72}) + 2f_{63}(1 - a_0 f_{63})].$$

Здесь значения сил осцилляторов следующие:

$$f_{61} = f_{85} = 3/5, \quad f_{63} = f_{83} = 1/10, \\ f_{72} = f_{74} = 3/10, \quad f_{62} = f_{84} = 3/10, \quad f_{73} = 2/5.$$

Добавки в населенности верхних уровней определяются через добавки на нижних уровнях следующим образом:

$$r_6 = r_8 = \frac{\kappa_V(f_{61} + f_{63})\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2[1 + \kappa_V(f_{61} + f_{63})] + \Omega_0^2}(r_1 - \Delta N),$$

$$r_7 = \frac{2\kappa_V f_{72}\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2(1 + 2\kappa_V f_{72}) + \Omega_0^2}(r_2 - \Delta N). \quad (\text{A.9})$$

ЛИТЕРАТУРА

1. E. B. Aleksandrov, Phys. Usp. **15**, 436 (1972) [Е. Б. Александров, УФН **107**, 595 (1972)].
2. W. E. Bell and A. L. Bloom, Phys. Rev. Lett. **6**, 280 (1961).
3. S. G. Rautian, G. I. Smirnov, and A. M. Shalagin, *Nonlinear Resonances in the Spectra of Atoms and Molecules*, Nauka, Novosibirsk (1979) [С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979)].
4. V. S. Letokhov and V. P. Chebotayev, *Principles of Nonlinear Laser Spectroscopy*, Nauka, Moscow (1975) [В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии*, Наука, Москва (1975)].
5. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, Nuovo Cimento B **36**, 5 (1976).
6. E. Arimondo and G. Orriols, Lett. Nuovo Cimento **17**, 333 (1976).
7. A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, Phys. Rev. A **57**, 2996 (1998).
8. A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, JETP Lett. **69**, 819 (1999) [А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, Письма в ЖЭТФ **69**, 776 (1999)].
9. S. G. Rautian, JETP Lett. **60**, 481 (1994) [С. Г. Раутиан, Письма в ЖЭТФ **60**, 462 (1994)].
10. S. K. Kim, H. S. Moon, K. Kim, and J. B. Kim, Phys. Rev. A **68**, 063813 (2003).
11. C. Goren, A. D. Wilson-Gordon, M. Rosenbluh, and H. Friedmann, Phys. Rev. A **67**, 033807 (2003).
12. D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin et al., JETP Lett. **91**, 625 (2010) [Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 694 (2010)].
13. E. G. Saprykin, A. A. Chernenko, and A. M. Shalagin, J. Exp. Theor. Phys. **119**, 196 (2014) [Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **146**, 229 (2014)].
14. D. V. Lazebny, D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev et al., J. Exp. Theor. Phys. **121**, 934 (2015) [Д. В. Лазебный, Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев и др., ЖЭТФ **148**, 1068 (2015)].
15. E. G. Saprykin, A. A. Chernenko, and A. M. Shalagin, J. Exp. Theor. Phys. **123**, 205 (2016) [Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **150**, 238 (2016)].
16. E. G. Saprykin and A. A. Chernenko, J. Exp. Theor. Phys. **127**, 189 (2018) [Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, ЖЭТФ **154**, 235 (2018)].
17. A. A. Chernenko and E. G. Saprykin, Quantum Electron. **49**, 479 (2019) [Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, Квант. электрон. **49**, 479 (2019)].
18. A. A. Chernenko and E. G. Saprykin, Quantum Electron. **52**, 560 (2022) [Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, Квант. электрон. **52**, 560 (2022)].
19. S. G. Rautian, E. G. Saprykin, and A. A. Chernenko, Opt. Spectrosc. **104**, 431 (2008) [С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, Оптика спектроск. **104**, 630 (2008)].
20. S. G. Rautian, E. G. Saprykin, and A. A. Chernenko, Russ. Phys. J. **52**, 266 (2009) [С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, Изв. вузов. Физика **52**, 266 (2009)].
21. E. G. Saprykin and A. A. Chernenko, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **90**, 1127 (2026) [Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, Изв. РАН, сер. физ. **90**, 1127 (2026)].
22. I. A. Kartashov and A. V. Shishaev, JETP Lett. **58**, 502 (1993) [И. А. Карташев, А. В. Шишаев, Письма в ЖЭТФ **58**, 501 (1993)].
23. E. G. Saprykin and A. A. Chernenko, J. Exp. Theor. Phys. **139**, 441 (2024) [Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, ЖЭТФ **166**, 460 (2024)].
24. A. A. Chernenko, J. Exp. Theor. Phys. **141**, 34 (2025) [А. А. Черненко, ЖЭТФ **168**, 34 (2025)].
25. I. I. Sobelman, *Introduction to the Theory of Atomic Spectra*, Nauka, Moscow (1977) [И. И. Соболевман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, Москва (1977)].

Coherent Effects in Saturation of Transitions by Linearly Polarized Wave Field in Atoms with Degenerate Level Structure

E. G. Saprykin^a, A. A. Chernenko^{b}*

^a Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences
630090, Novosibirsk, Russia

^b Rzhzanov Institute of Semiconductor Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences
630090, Novosibirsk, Russia

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

Received April 30, 2026

Revised July 08, 2026

Accepted July 20, 2026

Abstract

The contributions of incoherent and coherent processes in the formation of nonequilibrium level populations at atomic transitions with total angular momenta $J = 1 - J = 1$, $J = 1 - J = 2$, and $J = 2 - J = 1$ in a linearly polarized electromagnetic field are investigated. The dependencies of these process contributions on the relaxation characteristics, total and magnetic moments of the transition levels, their splitting and the intensity of the electromagnetic field are determined. It is shown that, along with the incoherent population saturation effect, contributions from the coherent effects induced by the linearly polarized field between levels of the magnetic structure are significant. In this case, the main contribution is the coherence induced between levels with a magnetic quantum number change of $\Delta M = \pm 2$ (magnetic alignment), while the contributions of the higher-order coherences, as well as the transfer of coherences from the upper to the lower state levels, are found to be significantly smaller. The specific behavior of the magnitudes and signs of coherent effect contributions as a function of relaxation constants, total and magnetic level moments, and their splitting values has been identified. The conditions under which the contributions of coherent effects to level populations can reach about 80 % of the incoherent effect magnitude are determined.

Keywords: degenerate transitions, level population, magnetic structure, level coherence, closed and open transitions

Funding. The work was carried out within the framework of the State Assignments of the Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences (project No. 124041700-064-5) and the Rzhzanov Institute of Semiconductor Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences (project No. FWGW-2025-001).

Conflict of interests. The authors declare that they have no conflict of interests.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.