

Формирование спектров резонансов насыщенного поглощения на закрытых переходах в спектроскопии однонаправленных волн

Э.Г.Сапрыкин, А.А.Черненко

С помощью метода однонаправленных линейно поляризованных лазерных волн численно и аналитически исследуются процессы формирования спектров резонансов насыщенного поглощения на переходах атомов с моментами уровней $J = 0 \rightarrow J = 1$ и $J = 1 \rightarrow J = 2$ с целью выяснения влияния на них открытости переходов (ветвления излучения). Показано, что наряду с количественными изменениями спектров, обусловленными константами релаксации уровней, величиной их расщепления, ориентацией поляризаций и интенсивностями волн, имеют место качественные изменения спектров при изменении степени открытости атомного перехода.

Ключевые слова: резонанс насыщенного поглощения, однонаправленные волны, закрытые и открытые переходы.

1. Введение

Нелинейные спектроскопические эффекты в атомных средах при резонансном взаимодействии с лазерными полями являются основным инструментом лазерной спектроскопии, позволяющей как получать информацию о характеристиках таких объектов в условиях, когда другие способы могут быть недоступны (в частности, в ситуации с холодными атомами), так и использовать их в практических целях. Особо важный и интересный класс нелинейных эффектов связан с когерентностью атомных состояний при двухфотонных процессах, проявляющейся в виде узких спектральных структур. И хотя о возникновении когерентности атомных состояний при двухфотонных переходах известно еще с долазерных времен, с появлением лазеров исследования таких когерентных явлений значительно расширились (см., напр., обзор [1]). Впоследствии резонансы, обусловленные когерентностью атомных состояний в присутствии лазерного излучения, получили названия резонансов электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) и электромагнитно-индуцированной абсорбции (ЭИА). Многие из обнаруженных тогда явлений были «переоткрыты» и переименованы в работах по ЭИП и ЭИА. Об этом, равно как и о заблуждениях при интерпретации ряда результатов тех времен, сказано во введении к нашей работе [2].

Примером когерентных явлений на переходах с основного состояния атомов являются резонансы ЭИП [3], в основе которых лежит когерентное пленение населенностей (КПН) уровней [4]. Однако наряду с резонансами ЭИП на таких переходах были обнаружены резонансы противоположного знака – резонансы ЭИА. Впервые эти ре-

зонансы регистрировались именно в поле двух близких по частоте однонаправленных лазерных волн на закрытом переходе в атоме Rb [5] и были объяснены спонтанным переносом магнитной когерентности уровней возбужденного состояния в основное в условиях закрытого перехода [6]. Впоследствии резонансы ЭИА наблюдались также на ряде других переходов с основного состояния атомов Rb и Cs [7]. Позднее в работе [8] сообщалось о регистрации методом магнитного сканирования резонансов ЭИП и ЭИА в поле двух встречных лазерных волн. При этом регистрируемые в опытах особенности поведения резонансов ЭИА на вырожденных переходах не всегда можно было объяснить в рамках механизма работы [6] (см., напр., [7, 8]). Поэтому рассматривались и другие (не всегда обоснованные, но дававшие схожие с экспериментальной накачка и КПН [7], а также столкновения [9].

Тем не менее, в недавней работе [10] в развитии концепции [6] авторами было заявлено, что причиной образования узких структур в спектрах резонансов насыщенного поглощения (резонансов ЭИА) на закрытых переходах с любым значением полных моментов уровней является именно спонтанный перенос магнитной когерентности уровней верхнего состояния, индуцируемой световыми полями, на нижнее состояние. При этом в работе нет анализа других процессов, которые могут формировать узкие структуры нелинейного резонанса.

В работе [11] показано, что в простой двухуровневой системе вид узких структур нелинейного резонанса в поле двух однонаправленных волн оказывается зависимым от степени открытости атомного перехода. На открытом переходе структура проявляется в виде резонанса ЭИП, а на закрытом переходе – в виде резонанса ЭИА. Причиной возникновения данных структур являются когерентные биения населенностей уровней перехода в двухчастотном поле.

Исследования [12] физических процессов формирования спектров насыщенного поглощения и магнитного сканирования пробной волны на открытых и закрытых типах переходов между уровнями с полным моментом $J = 1$ в случае однонаправленных волн показали, что узкие струк-

Э.Г.Сапрыкин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: edgenych@ngs.ru

А.А.Черненко. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; e-mail: chernen@isp.nsc.ru

туры резонанса насыщенного поглощения на данных переходах формируются в Λ -схемах и в случае параллельных поляризацій полей определяются когерентными биениями населенностей уровней [11], а при ортогональных поляризациях – нелинейным интерференционным эффектом (НИЭФ) [13]. При этом даже в условиях закрытости верхнего состояния двухуровневые переходы между магнитными подуровнями оказываются открытыми, что и формирует, согласно [11], узкую структуру в виде резонанса ЭИП. Эффект магнитной когерентности уровней формирует резонансы ЭИП и ЭИА в спектрах магнитного сканирования. При этом основной вклад вносит магнитная когерентность уровней нижнего состояния, а вклад спонтанного переноса когерентности с уровней верхнего состояния на нижнее мал и проявляется лишь количественно. Результаты работы [12] справедливы и для переходов типа $J \rightarrow J$ и $J \rightarrow J - 1$, поскольку на этих переходах спектры резонансов формируются также в Λ -схемах. Иная ситуация на переходах $J \rightarrow J + 1$, где из-за соотношения сил осцилляторов между магнитными подуровнями основной вклад в спектр резонанса вносят V-схемы перехода, образованные подуровнями с максимальным числом M . Именно в V-схемах образуются закрытые двухуровневые переходы, в которых вид узких структур радикальным образом зависит от открытости атомного перехода [11]. В этой связи представляют интерес атомы с основным состоянием 1S_0 (щелочно-земельные и им подобные атомы), в которых на резонансном переходе ($J = 0 \rightarrow J = 1$) при действии двухчастотного оптического поля реализуется закрытая V-схема.

Настоящая работа посвящена исследованию процессов формирования резонансов насыщенного поглощения в методе пробного поля однонаправленных лазерных волн на закрытых переходах атомов с моментами уровней $J = 0 \rightarrow J = 1$ и $J = 1 \rightarrow J = 2$ в плане выяснения роли открытости переходов при формировании этих резонансов.

2. Теоретическая модель

Рассмотрим задачи о спектре поглощения пробного поля в газе атомов на переходах между уровнями с моментами $J = 0 \rightarrow J = 1$ (V-тип перехода), либо $J = 1 \rightarrow J = 2$ при действии поля однонаправленной сильной волны. Схемы переходов показаны на рис.1. Сильная волна считается плоской, монохроматической, линейно поляризованной (частота ω , волновой вектор k , напряженность электрического

поля E), резонансной переходу $m \rightarrow n$ (частота перехода ω_{mn}). Пробная волна также монохроматическая (частота ω_μ , волновой вектор k_μ , напряженность электрического поля E_μ) с круговой (в случае V-схемы) или линейной поляризацией, направленной параллельно либо ортогонально поляризации сильного поля. Предполагается, что среда помещена в магнитное поле с напряженностью H , величина которого может изменяться, а волны распространяются вдоль магнитного поля. При решении задачи учитывается насыщение среды пробной волной в предположении ее слабости по сравнению с сильной волной. Газ полагаем разреженным, чтобы можно было пренебречь столкновениями. Среда считается оптически тонкой.

Решение задачи проведем в системе координат с осью квантования вдоль направления вектора H ($H \parallel$ оси Z). В этой системе координат для полей разрешены переходы с изменением магнитного квантового числа $\Delta M = \pm 1$. На переходе $J = 1 \rightarrow J = 2$, согласно рис.1,б, образуются Λ - и V-подсистемы, связанные между собой спонтанными процессами.

При решении исходим из уравнений для матрицы плотности атомной системы. Согласно [13] динамика диагональных элементов ρ_i и недиагональных элементов ρ_{ik} матрицы плотности в модели релаксационных констант описывается системой уравнений

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

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

В уравнениях (1), (2) оператор полной производной $d/dt = \partial/\partial t + v\nabla$ (v – вектор скорости атома); Γ_i – константы релаксации уровней; Γ_{ik} – полуширины переходов; Q_i – скорости возбуждения уровней; V и V^μ – операторы взаимодействия атома соответственно с сильным и пробным полем: $V = -G \exp(i(kr - \omega t)) + \text{h.c.}$, $V^\mu = -G^\mu \exp(i(k_\mu r - \omega_\mu t)) + \text{h.c.}$, где $G = dE/2\hbar$, $G^\mu = dE_\mu/2\hbar$, d – оператор дипольного момента. Слагаемые $A_{ki}\rho_k$ в уравнениях (1) определяют спонтанный распад населенностей. Слагаемое $R_{ik}^{(2)}$ в уравнениях (2) описывает процесс спонтанного переноса маг-

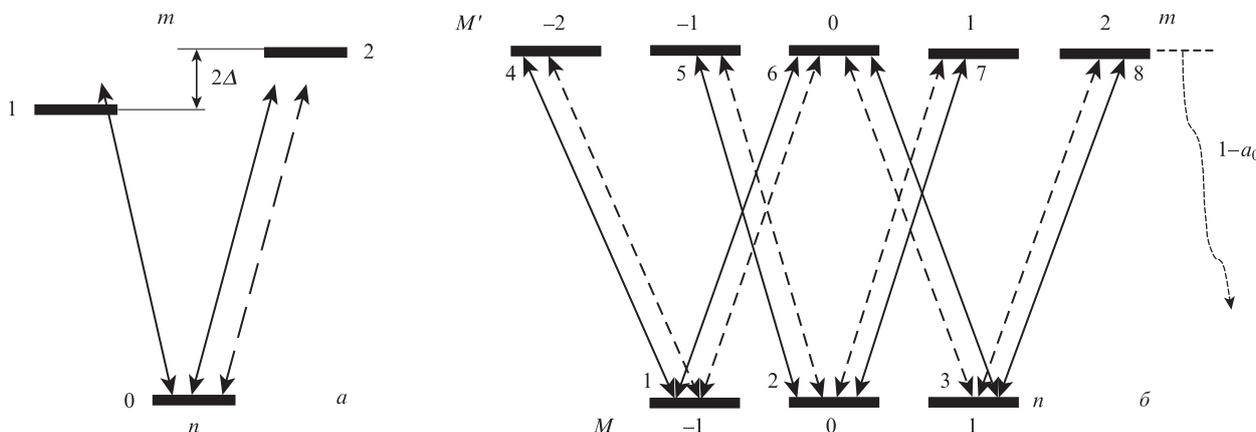


Рис.1. Схема взаимодействия оптических полей с подуровнями перехода $J = 0 \rightarrow J = 1$ и $J = 1 \rightarrow J = 2$ (сплошные линии – сильное поле; штриховые линии – пробное поле; $1 - a_0$ – доля спонтанного распада подуровней состояния m на прочие нижележащие уровни).

нитной когерентности уровней верхнего состояния на нижнее (данное слагаемое отсутствует в уравнениях для V-схемы перехода). При формировании спектров резонансов оказывается важной величина $a_0 = A_{mn}/\Gamma_m \ll 1$, называемая параметром ветвления излучения. В случае открытых переходов параметр $a_0 < 1$, а на закрытых переходах $a_0 = 1$.

Отметим, что такая постановка задачи и решения справедливы как для переходов между возбужденными состояниями, так и в случае, когда нижнее состояние n есть основное состояние атома. При этом константа релаксации нижнего уровня будет определяться средним по ансамблю временем взаимодействия частиц со световым полем.

Решения системы уравнений (1), (2) для матрицы плотности будем искать в следующем виде: диагональные элементы $\rho_i = \rho_i^0 + \rho_i^+ \exp[i(\varepsilon t - (\mathbf{k}_\mu - \mathbf{k})\mathbf{r})] + \rho_i^- \exp[-i(\varepsilon t - (\mathbf{k}_\mu - \mathbf{k})\mathbf{r})]$; недиагональные элементы $\rho_{ik} = R_{ik} \exp(-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})) + R_{ik}^\mu \exp(-i(\omega_\mu t - \mathbf{k}_\mu \mathbf{r})) + R_{ik}^s \exp(-i(\omega_s t - \mathbf{k}_s \mathbf{r}))$ (разрешенные переходы) либо $\rho_{ik} = r_{ik}^0 + r_{ik}^+ \exp[i(\varepsilon t - (\mathbf{k}_\mu - \mathbf{k})\mathbf{r})] + r_{ik}^- \exp[-i(\varepsilon t - (\mathbf{k}_\mu - \mathbf{k})\mathbf{r})]$ (запрещенные переходы), где $\varepsilon = \omega_\mu - \omega$, $\omega_s = 2\omega - \omega_\mu$, $\mathbf{k}_s = 2\mathbf{k} - \mathbf{k}_\mu$. Справедливость такого вида решений в широком диапазоне параметров переходов показана в [14].

2.1. Переход $J = 0 \rightarrow J = 1$

На данном переходе (см. рис.1,а) из уравнений (1) в стационарном случае для населенностей нижнего (0) и верхних (1, 2) уровней имеем следующую систему уравнений:

$$\Gamma_n \rho_0^0 = Q_0 + \sum_{k=1,2} A_{k0} \rho_k^0 + \sum_{k=1,2} 2 \operatorname{Re}(iG_{0k} R_{k0}) + 2 \operatorname{Re}(iG_{02}^\mu R_{20}^\mu), \quad (3a)$$

$$(\Gamma_n + i\varepsilon) \rho_0^+ = \sum_{k=1,2} A_{k0} \rho_k^+ + i(G_{01} R_{10}^s + G_{02} R_{20}^s) + i(G_{02}^\mu R_{20} - G_{20} R_{02}^\mu - G_{10} R_{01}^\mu), \quad (3б)$$

$$\Gamma_m \rho_1^0 = Q_1 + 2 \operatorname{Re}(iG_{10} R_{01}), \quad (3в)$$

$$(\Gamma_m + i\varepsilon) \rho_1^+ = i(G_{10} R_{01}^\mu - G_{01} R_{10}^s), \quad (3г)$$

$$\Gamma_m \rho_2^0 = Q_2 + 2 \operatorname{Re}(iG_{20} R_{02}) + 2 \operatorname{Re}(iG_{20}^\mu R_{02}^\mu), \quad (3д)$$

$$(\Gamma_m + i\varepsilon) \rho_2^+ = i(G_{20} R_{02}^\mu - G_{02}^\mu R_{20} - G_{02} R_{20}^s). \quad (3е)$$

Системы уравнений для поляризации на разрешенных переходах $1 \rightarrow 0$, $2 \rightarrow 0$ и запрещенном $2 \rightarrow 1$ соответственно имеют вид:

$$(\Gamma_{mn} + i\Omega_{10}) R_{01} = iG_{01}(\rho_1^0 - \rho_0^0) + iG_{02} r_{21}^0 + iG_{02}^\mu r_{21}^-, \quad (4a)$$

$$(\Gamma_{mn} + i(\Omega_{10} - \varepsilon)) R_{01}^s = iG_{01}(\rho_1^- - \rho_0^-) + iG_{02} r_{21}^-, \quad (4б)$$

$$(\Gamma_{mn} + i\Omega_{10}^\mu) R_{01}^\mu = iG_{10}(\rho_1^+ - \rho_0^+) + iG_{02} r_{21}^+ + iG_{02}^\mu r_{21}^0; \quad (4в)$$

$$(\Gamma_{mn} - i\Omega_{20}) R_{20} = -iG_{20}(\rho_2^0 - \rho_0^0) - iG_{20}^\mu(\rho_2^+ - \rho_0^+) - iG_{10} r_{21}^0, \quad (4г)$$

$$(\Gamma_{mn} - i(\Omega_{20} - \varepsilon)) R_{20}^s = -iG_{20}(\rho_2^+ - \rho_0^+) - iG_{10} r_{21}^+, \quad (4д)$$

$$(\Gamma_{mn} - i\Omega_{20}^\mu) R_{20}^\mu = -iG_{20}(\rho_2^+ - \rho_0^+) - iG_{20}^\mu(\rho_2^0 - \rho_0^0) - iG_{10} r_{21}^-; \quad (4е)$$

$$(\Gamma_{21} + i\omega_{21}) r_{21}^0 = i(G_{20} R_{01} - G_{01} R_{20} + G_{20}^\mu R_{01}^\mu), \quad (5a)$$

$$(\Gamma_{21} + i(\omega_{21} + \varepsilon)) r_{21}^+ = i(G_{20} R_{01}^\mu - G_{01} R_{20}^s), \quad (5б)$$

$$(\Gamma_{21} + i(\omega_{21} - \varepsilon)) r_{21}^- = i(G_{20}^\mu R_{01} - G_{01} R_{20}^\mu + G_{20} R_{01}^s). \quad (5в)$$

В уравнениях (3) – (5) Γ_n и Γ_m – константы релаксации нижних (n) и верхних (m) уровней, Γ_{mn} – полуширина линии перехода, Γ_{21} – константа релаксации поляризации между магнитными подуровнями (магнитной когерентности) верхнего состояния; $\Omega_{ik} = \omega - \omega_{ik}$ и $\Omega_{ik}^\mu = \omega_\mu - \omega_{ik}$ – величины отстрок частот сильного и пробного полей от частот ω_{ik} переходов между подуровнями m и n . Примем, что в отсутствие полей населенности уровней $\rho_0 = N_n$, $\rho_1 = \rho_2 = N_m$.

Учет движения атомов сводится к замене в уравнениях $\Omega_{ik} \rightarrow \Omega_{ik} - \mathbf{k}\mathbf{v}$, $\Omega_{ik}^\mu \rightarrow \Omega_{ik}^\mu - \mathbf{k}_\mu \mathbf{v}$, а $\varepsilon \rightarrow \varepsilon - (\mathbf{k}_\mu - \mathbf{k})\mathbf{v}$. Далее рассмотрены случаи близких по частоте однонаправленных ($\mathbf{k} \approx \mathbf{k}_\mu$) волн.

Форма линии поглощения пробного поля (в расчете на один атом) определялась как

$$\alpha/(\alpha_0 N_{mn}) = -\Gamma_{mn} \langle \operatorname{Re}(i(R_{20}^\mu G_{02}^\mu)) / |G^\mu|^2 \rangle, \quad (6)$$

где 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 каналов полагались одинаковыми и равными A_{mn} .

Точные аналитические решения стационарной системы уравнений (3) – (5) сложны и малоинформативны, поэтому далее эти уравнения решались численно. Для выяснения физических процессов, ответственных за структуры спектров резонансов, в ряде случаев получены аналитические решения этой системы уравнений в приближении слабого пробного поля и первых нелинейных поправок по сильному полю. Отметим, что при численных расчетах переходов $J = 0 \rightarrow J = 1$ и $J = 1 \rightarrow J = 2$ (см. ниже) использовались следующие значения релаксационных констант: $\Gamma_m = 5.5 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$, $\Gamma_n = (10^{-2} - 10^{-1})\Gamma_m$, $\Gamma_{mn} = (\Gamma_m + \Gamma_n)/2$, $\Gamma_{21} = \Gamma_m$, $A_{mn} = a_0 \Gamma_m$. На резонансном переходе параметр ветвления $a_0 = 1$, т.к. распад верхнего состояния идет по рабочему переходу (переход закрытый). В случае переходов с основного в возбужденные состояния либо переходов между возбужденными состояниями параметр $a_0 < 1$ (открытые переходы), т.к. есть каналы спонтанного распада верхнего рабочего уровня на нижележащие уровни. Доплеровская ширина линии $k v_T$ принята равной $5.2 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$, диапазон изменения скоростей частиц при интегрировании составил $\pm 3k v_T$ с шагом $\Delta k v_T = (10^{-3} - 10^{-4})k v_T$. Параметры насыщения сильного κ_s и пробного κ_p полей определялись как $\kappa_s = 2(dE/2\hbar)^2 \gamma_{mn} / (\Gamma_{mn} \Gamma_m \Gamma_n)$ и $\kappa_p = 2 \times (dE_\mu/2\hbar)^2 \gamma_{mn} / (\Gamma_{mn} \Gamma_m \Gamma_n)$, где E, E_μ – напряженности циркулярных компонент сильного и пробного полей, d – приведенный дипольный момент перехода, $\gamma_{mn} = \Gamma_m + \Gamma_n - A_{mn}$. Значения параметров насыщения варьировались в пределах $\kappa_s \leq 50$, $\kappa_p \leq \kappa_s$.

Результаты численных расчетов формы насыщенного поглощения пробной волны круговой поляризации пока-

заны для закрытого (рис.2,*а*) и открытого (параметр $a_0 = 0.5$) (рис.2,*б*) переходов $J = 0 \rightarrow J = 1$ при $\Omega_s = 0$, $\Gamma_n = 0.02\Gamma_m$, $\kappa_s = 1$, $\kappa_p = 10^{-3}$ и ряде расщеплений уровней верхнего состояния. В отсутствие расщепления уровней на доплеровом контуре линии поглощения пробной волны вблизи отстройки частоты $\Omega_\mu = 0$ формируется резонанс в виде традиционного широкого провала и узкой структуры небольшой амплитуды в центре линии (кривые 1). На закрытом переходе структура проявляется в виде узкого пика поглощения, а на открытых переходах – в виде узкого пика пропускания. Формы резонансов в этом случае обусловлены вкладами процессов в двух- и трехуровневых схемах перехода. При расщеплениях уровней, превышающих ширину перехода ($\Delta > \Gamma_{mn}$), формируемые в двух- и трехуровневых схемах перехода резонансы разделяются по частоте и проявляются в чистом виде (кривые 2 и 3). В системе двух уровней (0 и 2) резонанс формируется полями волн с одинаковыми циркулярными поляризациями. Этот резонанс возникает вблизи разности частот полей $\varepsilon = \omega_\mu - \omega = 0$ и проявляется в виде традиционного провала населенности. При этом в центре провала при $\varepsilon = 0$ (как и в отсутствие расщепления уровней) формируется узкий пик поглощения на закрытом переходе либо пик просветления на открытом переходе (см. рис.2). В системе трех уровней резонанс формируется полями с разными циркулярными поляризациями. Этот ре-

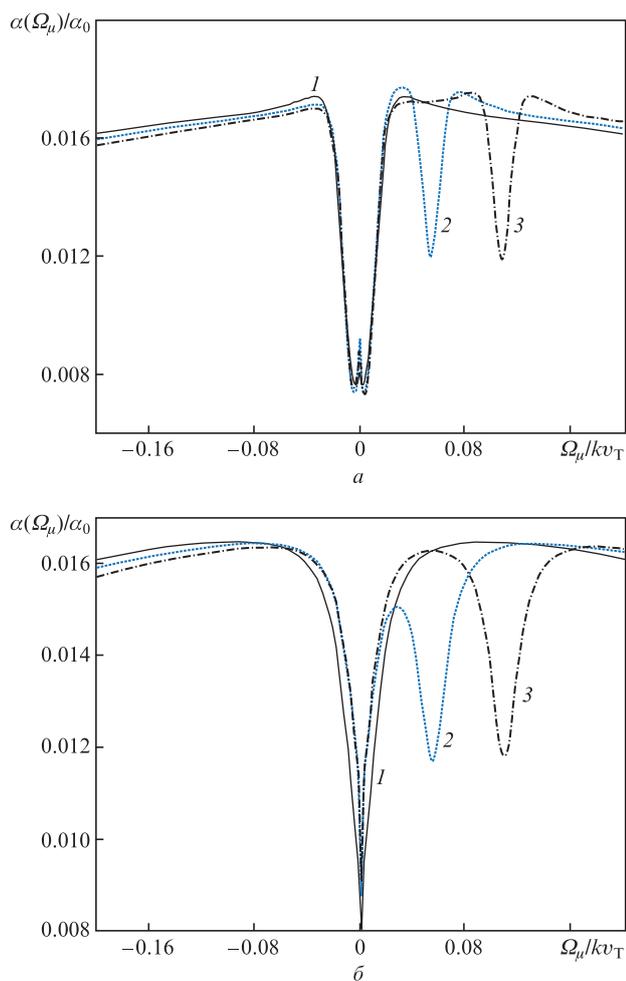


Рис.2. Формы резонансов на закрытом (*а*) и открытом ($a_0 = 0.5$) (*б*) переходах $J = 0 \rightarrow J = 1$ при $\Omega_s = 0$, $\kappa_s = 1$, $\kappa_p = 10^{-2}$, $\Gamma_n = 0.02\Gamma_m$ и разных расщеплениях верхнего состояния: $\Delta = 0$ (1), $5\Gamma_{mn}$ (2), $10\Gamma_{mn}$ (3).

зонанс возникает вблизи $\varepsilon = \omega_\mu - \omega = \omega_{21} = 2\Delta$ и проявляется также в виде провала, но с иными параметрами. Отметим, что формы провалов на закрытом и открытом переходах отличаются как по амплитуде и ширине, так и по виду их крыльев, в которых на закрытом переходе формируются максимумы, характерные для когерентных процессов, в то время как на открытом переходе таких структур нет.

Влияние интенсивности сильного поля на форму линии насыщенного поглощения пробной волны на закрытом переходе показано на рис.3 при изменении параметра насыщения κ_s в диапазоне 0.002–0.1. В этих условиях рост интенсивности сильной волны приводит к линейному росту амплитуд обоих провалов и амплитуды пиковой структуры, но слабо влияет на ширины провалов и структур. Так, амплитуда центрального провала в 2–2.5 раза превышает амплитуду смещенного провала и в 3–4 раза – амплитуду пиковой структуры. При этом ширины провалов изменяются примерно на 20%, а изменения ширины пиковой структуры не обнаруживаются. Отметим, что рост интенсивности сильного поля приводит к качественному изменению формы смещенного по частоте резонанса: при значениях параметра $\kappa_s > 0.01$ в крыльях провала возникают широкие пики (кривые 4–6), амплитуды и ширины которых, а также положения максимумов зависят от значений параметра κ_s .

Проведенные аналитические расчеты показали, что при параметрах насыщения $\kappa_s > 0.01$ возникает полевое расщепление нижнего уровня, приводящее к наблюдаемому изменению формы резонанса. При этом, когда $\kappa_s > 0.5$, зависимости амплитуды и ширины центрального провала становятся близкими к корневым, а рост амплитуды смещенного провала остается линейным. Ширина смещенного провала растет нелинейно, но медленнее, чем центрального. С ростом интенсивности сильной волны происходит увеличение амплитуд и ширин пиков в крыльях смещенного провала, а также рост расстояния между их максимумами по зависимостям, близким к корневым от интенсивности. Амплитуда пиковой структуры изменяет-

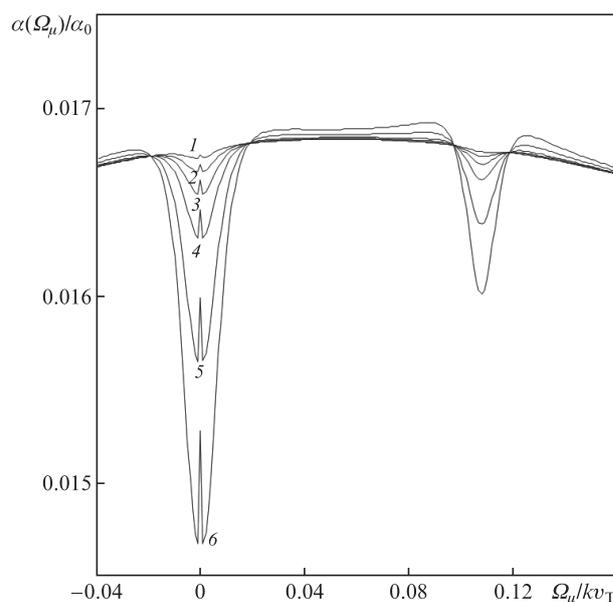


Рис.3. Форма резонанса на закрытом переходе $J = 0 \rightarrow J = 1$ при $\Omega_s = 0$, $\Gamma_n = 0.02\Gamma_m$, $\Delta = 10\Gamma_{mn}$, $\kappa_p = 10^{-3}$ и разных параметрах насыщения сильной волны: $\kappa_s = 2 \times 10^{-3}$ (1), 5×10^{-3} (2), 10^{-2} (3), 2×10^{-2} (4), 5×10^{-2} (5), 10^{-1} (6).

ся также нелинейным образом и достигает максимальной величины при $\kappa_s = 1-2$. Максимум контраста пика по отношению к провалу составляет $\sim 30\%$ и реализуется при $\kappa_s \approx 0.5-0.7$. При этом изменение интенсивности сильной волны не влияет на ширину пика.

Расчеты формы нелинейного резонанса на открытом переходе (при $a_0 = 0.5$) показали, что в диапазоне $\kappa_s \sim 10^{-2}-50$ амплитуды и ширины провалов, формируемых в системе двух и трех уровней, одинаковы и имеют одинаковые зависимости от κ_s ; амплитуды растут линейно при $\kappa_s < 1$ и по корневому закону при $\kappa_s \gg 1$, ширины во всем диапазоне имеют корневую зависимость.

Зависимость амплитуды узкой структуры (провала) от параметра насыщения κ_s , как и на закрытом переходе, также нелинейная с максимумом вблизи $\kappa_s \sim 2$. При этом максимум контраста узкой структуры по отношению к провалу реализуется при малых значениях κ_s (~ 0.1) и достигает почти 100% . С увеличением κ_s контраст структуры уменьшается. Однако на открытом переходе, в отличие от закрытого, рост параметра κ_s в диапазоне $10^{-2}-10$ приводит к увеличению ширины узкой структуры более чем в два раза.

Численные и аналитические расчеты показали, что параметры узких структур резонанса (пика и провала) определяются константой релаксации нижнего уровня Γ_n . Уменьшение константы Γ_n приводит к увеличению амплитуд и уменьшению ширины узких структур. Этот эффект должен проявиться при охлаждении ансамбля атомов.

2.2. Аналитические решения для V-схемы

Для выяснения физических процессов, ответственных за структуру спектров резонансов насыщенного поглощения (см. рис.2,3), рассмотрим приближенные решения системы для двух- и трехуровневого перехода.

В системе двух уровней (0 и 2, рис.1,a) форма резонанса может быть получена из уравнений (3)–(5) при слабом пробном поле в приближении первых нелинейных поправок по сильному полю и большом доплеровском уширении ($\Gamma_{nm} \ll kv_T$) в следующем виде [11]:

$$\frac{\alpha(\varepsilon)}{\alpha_0 N_{nm}} = \sqrt{\pi} \frac{\Gamma_{nm}}{kv_T} \exp\left[-\left(\frac{\Omega_\mu}{kv_T}\right)^2\right] \left\{1 - 2|G|^2 \operatorname{Re}\left[\frac{1}{2\Gamma_{nm} - i\varepsilon} \times \left(\frac{\Gamma_m + \Gamma_n - A_{mm}}{\Gamma_m \Gamma_n} + \frac{a_m}{\Gamma_m - i\varepsilon} + \frac{a_n}{\Gamma_n - i\varepsilon}\right)\right]\right\}, \quad (7)$$

где

$$a_m = \frac{\Gamma_m + A_{mm} - \Gamma_n}{\Gamma_m - \Gamma_n}, \quad a_n = \frac{\Gamma_m - A_{mm} - \Gamma_n}{\Gamma_m - \Gamma_n}.$$

Из выражения (7) следует, что в спектре поглощения пробной волны вблизи отстройек частот $\varepsilon = 0$ ($\Omega_\mu = \Omega$) образуется резонанс, состоящий из трех спектральных компонент, разных по ширине и амплитуде. Компонента, описываемая первым слагаемым в нелинейной части (7), обусловлена эффектом насыщения сильного поля и формирует в спектре традиционный провал населенности с полушириной $2\Gamma_{nm}$. Две другие компоненты (второе и третье слагаемые) обусловлены биением населенностей уровней и имеют полуширины Γ_m и Γ_n . При этом значения амплитуд компонент определяются коэффициентами

a_m и a_n . Из выражений для коэффициентов следует, что знак a_n зависит от соотношения между константами релаксации и коэффициентом Эйнштейна A_{mm} . При соотношении констант $\Gamma_m > \Gamma_n$ и $\Gamma_m - A_{mm} > \Gamma_n$ узкая структура проявляется в спектре в виде дополнительного провала ($a_n > 0$), а при $\Gamma_m - A_{mm} < \Gamma_n$ – в виде пика ($a_n < 0$). При $\Gamma_m - A_{mm} = \Gamma_n$ узкая структура в спектре резонанса отсутствует, поскольку $a_n = 0$.

В случае долгоживущего нижнего уровня ($\Gamma_m \gg \Gamma_n$) имеем

$$a_m \approx \frac{\Gamma_m + A_{mm}}{\Gamma_m} = 1 + a_0,$$

$$a_n \approx \frac{\Gamma_m - A_{mm} - \Gamma_n}{\Gamma_m} = 1 - a_0 - \frac{\Gamma_n}{\Gamma_m},$$

где $a_0 = A_{mm}/\Gamma_m$ – параметр ветвления излучения. Для переходов с параметром $a_0 < 1 - \Gamma_n/\Gamma_m$ (переходы открытые) из выражения (7) следует, что форма линии поглощения пробной волны представляется в виде широкого провала с полушириной $2\Gamma_{nm}$ и узким провалом с полушириной Γ_n внутри широкого, при этом амплитуды узкого и широкого провалов одинаковы. Именно такое соотношение между амплитудами и наблюдается в численных расчетах формы резонанса на открытом переходе при малых значениях параметров насыщения ($\kappa_s \leq 0.1$).

При значениях a_0 в диапазоне $1 - \Gamma_n/\Gamma_m < a_0 \leq 1$ переход закрытый. В этом случае форма линии поглощения представляется в виде широкого (с полушириной $2\Gamma_{nm}$) провала, внутри которого формируется узкий пик поглощения с полушириной Γ_n . Амплитуда узкого пика примерно в три раза меньше амплитуды провала, что согласуется с данными численных расчетов по контрасту пика при малых значениях параметра насыщения κ_s .

Отметим, что в приближении первых нелинейных поправок имеет место линейная зависимость от интенсивности сильного поля для амплитуд основного провала и узких структур резонанса и независимость – для ширины провала и его структур. Данный факт отмечался выше при обсуждении результатов численного счета, показанных на рис.3. При учете следующих поправок по сильному полю характер зависимостей параметров основного провала (см. [13]) и его узких структур [15] от интенсивности сильного поля меняется. При соотношении констант $\Gamma_n \ll \Gamma_m$ имеет место нелинейная зависимость амплитуд узких структур от параметра насыщения κ_s с максимумом при $\kappa_s \approx 1-2$ [15]; при этом максимумы контрастов структур реализуются, когда $\kappa_s \approx 0.5-0.7$.

Зависимости полуширин узких структур резонанса от интенсивности насыщающего поля на открытом и закрытом переходах оказываются различными: на открытом переходе при параметрах насыщения $\kappa_s \leq 1$ полуширина изменяется как $\Gamma_w \approx \Gamma_n(1 + \kappa_s)$, а на закрытом переходе – как $\Gamma_w = \Gamma_n(1 + \kappa_s)/(1 + 2\kappa_s)$ [15]. Отметим, что в численных расчетах наблюдается близкий к линейному рост ширины структуры (провала). Отсутствие в расчетах влияния интенсивности насыщающего поля на ширину пиковой структуры в условиях рис.2,3 обусловлено недостаточным спектральным разрешением. С повышением на порядок спектрального разрешения в расчетах зарегистрировано сужение пиковой структуры с ростом интенсивности насыщающего поля.

В системе трех уровней (см. рис.1,*a*) форма нелинейного резонанса может быть получена из системы уравнений (3)–(5) при слабом пробном поле в приближении первых нелинейных поправок по сильному полю, большом доплеровском уширении ($\Gamma_{mn} \ll kv_T$) и отстройках частот $\Omega_\mu \ll kv_T, \Omega \ll kv_T$ в следующем виде:

$$\frac{\alpha(\delta)}{\alpha_0 N_{mn}} = \sqrt{\pi} \frac{\Gamma_{mn}}{kv_T} \left\{ 1 - 2|G|^2 \operatorname{Re} \left[\frac{\Gamma_m - A_{mn}}{\Gamma_m \Gamma_n} \frac{1}{2\Gamma_{mn} - i\delta} - \frac{1}{2\Gamma_{mn} - \Gamma_m} \left(\frac{1}{2\Gamma_{mn} - i\delta} - \frac{1}{\Gamma_m - i\delta} \right) \right] \right\}, \quad (8)$$

где $\delta = \varepsilon + \omega_{12} = \Omega_{20}^\mu - \Omega_{10}$.

В этом случае форма нелинейного резонанса образуется суммой трех лоренцианов с разными амплитудами и ширинами, которые центрированы на разности частот $\delta = 0$. Первый лоренциан представляет собой вклад некогерентного процесса насыщения населенностей уровней, а второй и третий обусловлены вкладами двух когерентных двухквантовых процессов – ступенчатого и двухфотонного поглощения [13] в системе трех уровней.

На закрытом переходе (при $\Gamma_m = A_{mn}$) вклад некогерентного процесса в (8) отсутствует, и форма нелинейного резонанса будет определяться суммой (интерференцией) ступенчатого и двухфотонного процессов, что представляет собой в чистом виде нелинейный интерференционный эффект в трехуровневой V-схеме перехода [13]. В этом случае нелинейный резонанс проявляется в виде провала вблизи $\delta = 0$ (превалирование двухфотонного поглощения в этой области) и двух равноотстоящих от центра линии на величину $\delta = \pm \sqrt{3} \Gamma_m$ пиков небольшой амплитуды. Подобные формы нелинейного резонанса наблюдаются на рис.3 при значениях параметра $\kappa_s \leq 0.02$ (кривые 1–4).

С увеличением открытости перехода (уменьшение a_0) амплитуды пиков уменьшаются и не проявляются в форме резонанса при $a_0 \leq 0.9$. В этом случае при формировании спектра резонанса, согласно (8), определяющим является некогерентный процесс насыщения населенностей уровней сильным полем, образующий традиционный провал с полушириной $2\Gamma_{mn}$.

2.3. Переход $J = 1 \rightarrow J = 2$

В случае перехода $J = 1 \rightarrow J = 2$ (см. рис.1,*b*) из уравнений (1), (2) имеем следующие системы уравнений для населенностей уровней нижнего (n) и верхнего (m) состояний, а также для коэффициентов поляризации $R_{ik}, R_{ik}^\mu, R_{ik}^s, r_{ik}^0, r_{ik}^\pm$:

$$\frac{d\rho_i^0}{dt} + \Gamma_n \rho_i^0 = Q_i + \sum_k A_{ki} \rho_k^0 + 2 \operatorname{Re} \left(i \sum_k G_{ik} R_{ki} \right) + 2 \operatorname{Re} \left(i \sum_k G_{ik}^\mu R_{ki}^\mu \right), \quad (9a)$$

$$\frac{d\rho_i^+}{dt} + [\Gamma_n + i(\varepsilon - (k_\mu - k)v)] \rho_i^+ = \sum_k A_{ki} \rho_k^+ + i \sum_k (G_{ik}^\mu R_{ki} - G_{ki} R_{ik}^\mu + G_{ik} R_{ki}^s); \quad (9b)$$

$$\frac{d\rho_k^0}{dt} + \Gamma_m \rho_k^0 = Q_k + 2 \operatorname{Re} \left(i \sum_i G_{ki} R_{ik} \right) + 2 \operatorname{Re} \left(i \sum_i G_{ki}^\mu R_{ik}^\mu \right), \quad (10a)$$

$$\frac{d\rho_k^+}{dt} + [\Gamma_m + i(\varepsilon - (k_\mu - k)v)] \rho_k^+ = i \sum_i (G_{ki} R_{ik}^\mu - G_{ik}^\mu R_{ki} - G_{ik} R_{ki}^s); \quad (10b)$$

$$\frac{dR_{ik}}{dt} + (\Gamma_{mn} - i\Omega_{ik}) R_{ik} = -iG_{ik}(\rho_i^0 - \rho_k^0) - iG_{ik}^\mu(\rho_k^+ - \rho_i^+) + i(G_{il} r_{lk}^0 - r_{il}^0 G_{lk}) + i(G_{il}^\mu r_{lk}^+ - r_{il}^+ G_{lk}^\mu), \quad (11a)$$

$$\frac{dR_{ik}^s}{dt} + [\Gamma_{mn} - i(\Omega_{ik} - (\varepsilon - (k_\mu - k)v))] R_{ik}^s = -iG_{ik}(\rho_i^+ - \rho_k^+) + i(G_{il} r_{lk}^+ - r_{il}^+ G_{lk}), \quad (11b)$$

$$\frac{dR_{ik}^\mu}{dt} + (\Gamma_{mn} - i\Omega_{ik}^\mu) R_{ik}^\mu = -iG_{ik}(\rho_i^{+\ast} - \rho_k^{+\ast}) - iG_{ik}^\mu(\rho_i^0 - \rho_k^0) + i(G_{il} r_{lk}^- - r_{il}^- G_{lk}) + i(G_{il}^\mu r_{lk}^0 - r_{il}^0 G_{lk}^\mu); \quad (11v)$$

$$\frac{dr_{ik}^0}{dt} + (\Gamma_{ik} + i\omega_{ik}) r_{ik}^0 = i(G_{il} R_{lk} - G_{lk} R_{li}^\ast) + G_{il}^\mu R_{lk}^\mu - G_{lk}^\mu R_{li}^{\mu\ast} + \delta r_{ik}^0, \quad (12a)$$

$$\frac{dr_{ik}^\pm}{dt} + [\Gamma_{ik} + i(\omega_{ik} + (\varepsilon - (k_\mu - k)v))] r_{ik}^\pm = i(G_{il}^\mu R_{lk} - G_{lk} R_{li}^{\mu\ast} + G_{il} R_{lk}^s) + \delta r_{ik}^\pm. \quad (12b)$$

Вследствие эрмитовости коэффициентов здесь приведены только независимые уравнения. В уравнениях (9)–(11) индексы i и k обозначают уровни разных состояний, а l и k – уровни одного состояния; $\Omega_{ik} = (\omega - \omega_{ik} - kv)$ и $\Omega_{ik}^\mu = (\omega_\mu - \omega_{ik} - k_\mu v)$ – отстройки частот полей от частот ω_{ik} переходов между магнитными уровнями разных состояний с учетом доплеровского сдвига. В уравнениях (12) ω_{ik} – частоты переходов между магнитными уровнями одного состояния, а Γ_{ik} – полуширины этих переходов. На нижнем состоянии $i = 3, k = 1, l = 4-8, \Gamma_{ik} = \Gamma_n$; на верхнем состоянии $i = 6-8, k = 4-6, l = 1-3, \Gamma_{ik} = \Gamma_m$. Слагаемые δr_{ik}^0 и δr_{ik}^\pm в уравнениях (12) описывают спонтанный перенос магнитной когерентности уровней верхнего состояния на нижнее. На рассматриваемом переходе: $\delta r_{ik}^{0,\pm} = A_r^{83} r_{83}^{0,\pm} + A_r^{75} r_{75}^{0,\pm} + A_r^{64} r_{64}^{0,\pm}$, где скорости переноса определяются из [13] как $A_r^{83} = A_r^{64} = A_{mn}/\sqrt{6}$; $A_r^{75} = A_{mn}/2$.

Стационарные системы уравнений (9)–(12) решались численно при изменении ширин уровней, параметра ветвления a_0 , интенсивностей (параметров насыщения) световых волн. Значения констант перехода, доплеровская ширина линии и условия интегрирования были такими же, как и в случае перехода $J = 0 \rightarrow J = 1$. Форма линии поглощения пробного поля определялась выражением, подобным (6), с учетом вклада всех компонент перехода. Ве-

роятности спонтанного распада магнитных подуровней $A_{M'M}$ полагаются следующими [16]: $A_{21} = A_{-2-1} = A_{mm}$; $A_{11} = A_{-1-1} = 0.5A_{mm}$; $A_{10} = A_{-10} = 0.5A_{mm}$; $A_{01} = A_{0-1} = A_{mm}/6$; $A_{00} = A_{mm}/3$.

Расчеты спектров насыщенного поглощения пробной волны на данном переходе показали их зависимость от релаксационных констант перехода, параметра ветвления a_0 , величины расщепления уровней, интенсивностей, а также ориентации плоскостей поляризации полей. Характерные спектры приведены на рис.4 для закрытого и открытого ($a_0 = 0.5$) переходов при линейных параллельно и ортогонально направленных поляризациях полей в отсутствие расщепления уровней. В этом случае на доплеровском контуре поглощения пробной волны вблизи частоты $\Omega_\mu = 0$ формируется резонанс в виде широкого провала и узкой структуры в центре. На закрытом переходе структура проявляется в виде пика (кривые 1, 2), а на открытом переходе – в виде провала (кривые 3, 4). При этом параметры основного провала и узких структур различным образом зависят от ориентации поляризации полей. На закрытом переходе при ортогональных поляризациях амплитуда и ширина основного провала примерно в два раза меньше, а амплитуда узкого пика значительно больше, чем при параллельных поляризациях полей. При этом в крыльях основного провала формируются широкие максимумы (кривая 2). На открытом переходе смена направлений поляризации почти не изменяет параметры основного провала, но приводит к росту амплитуды узкой структуры при параллельных поляризациях полей (кривые 3, 4). Увеличение открытости перехода (уменьшение значения a_0) при фиксированных остальных параметрах приводит к росту ширины и уменьшению амплитуды основного провала и максимумов в его крыльях. При этом узкий пик в центре (кривые 1, 2) инвертируется в узкий провал (кривые 3, 4), причем при ортогональных поляризациях полей инвертирование пика происходит при $a_0 \approx 0.7$, а при параллельных поляризациях – при $a_0 \approx 0.95$.

Расчеты показали, что амплитуда и ширина основного провала определяются константой релаксации Γ_{mm} и значениями параметров насыщения полей, а параметры узкой структуры – константой релаксации нижнего уровня Γ_n . С уменьшением значения Γ_n уменьшается ширина и растет амплитуда узкой структуры (пика и провала) резонанса. Изменение соотношения констант релаксации

уровней (при $\Gamma_n \rightarrow \Gamma_m$) при постоянном значении Γ_{mm} приводит к увеличению коэффициента поглощения в крыле линии, росту амплитуды и ширины основного провала, а также к уменьшению амплитуд и росту ширин узких структур резонанса.

Увеличение интенсивности сильной волны при любых поляризациях полей приводит к росту амплитуды и ширины основного провала и амплитуд узких структур, причем эффект уширения основного провала больше при параллельных поляризациях полей. При этом ширина узкого провала также увеличивается, а ширина пика практически не меняется.

Влияние интенсивности пробной волны на форму нелинейного резонанса проявляется иным образом. На всех типах переходов как при параллельных, так и при ортогональных поляризациях полей рост интенсивности пробной волны при параметрах насыщения $\kappa_p \leq \kappa_s$ ведет к уменьшению амплитуды доплеровского контура поглощения, а также к уменьшению амплитуд и росту ширин как основного провала, так и узких структур резонанса. Радикальные изменения формы резонанса обнаруживаются, когда интенсивность пробной волны превышает интенсивность насыщающей. В этом случае при параметрах насыщения $\kappa_p > \kappa_s \sim 1$ в центре уширенной узкой структуры возникает небольшой резонанс противоположного знака – резонанс ЭИП либо ЭИА. Отметим, что схожая трансформация резонансов ЭИА в резонансы ЭИП и наоборот наблюдалась в работе [7].

Исследования процессов формирования спектра нелинейного поглощения пробной волны на переходе $J = 1 \rightarrow J = 2$ показали, что основной вклад вносят двух- и трехуровневые V-схемы перехода, образованные подуровнями с максимальным магнитным числом. Именно они определяют характерные особенности спектра нелинейного резонанса, в том числе и формы его узких структур. Вклады переходов между остальными магнитными подуровнями значительно меньше. Пример спектров вкладов в резонанс отдельных переходов в отсутствие расщепления уровней показан на рис.5 при параллельных поляризациях полей (суммарный контур представлен на рис.4, кривая 1). Различие амплитуд доплеровских «подкладок» спектров обусловлено различием сил осцилляторов, а различия форм резонансов – разной степенью открытости этих переходов, поскольку переходы между подуровнями $M = \pm 1 \rightarrow M' = \pm 2$ являются закрытыми, а переходы между остальными подуровнями – открытыми.

Расчеты вклада переноса магнитной когерентности уровней верхнего состояния на нижнее $\Delta\alpha_r/\alpha_0$ (вклад слагаемых δr_{ik}^0 и δr_{ik}^+ в уравнениях (12)) в форму резонанса насыщенного поглощения показали, что величина вклада зависит от значений параметров насыщения полей, параметра ветвления a_0 , величины расщепления уровней и направления поляризации полей. Максимум вклада переноса реализуется на закрытом переходе в отсутствие расщепления уровней. При этом при параллельных поляризациях полей перенос приводит к росту магнитной когерентности нижних уровней и уменьшению поглощения пробной волны вблизи центра линии, а при ортогональных поляризациях – к уменьшению магнитной когерентности уровней и росту поглощения. Для рис.4 максимум вклада переноса магнитной когерентности в амплитуду пика резонанса при ортогональных поляризациях полей составляет $\sim 10\%$, а при параллельных поляризациях он более чем в два раза меньше.

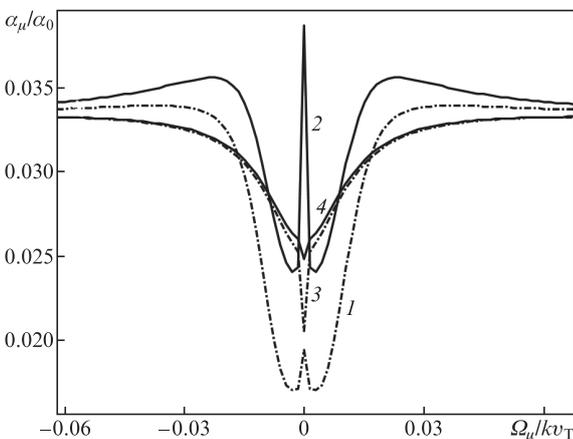


Рис.4. Формы резонансов на закрытом (1, 2) и открытом (3, 4; $a_0 = 0.5$) переходах при параллельных (1, 3) и ортогональных (2, 4) поляризациях полей ($\Omega_s = 0$, $\kappa_s = 1$, $\kappa_p = 0.001$, $\Gamma_n = 0.02\Gamma_m$).

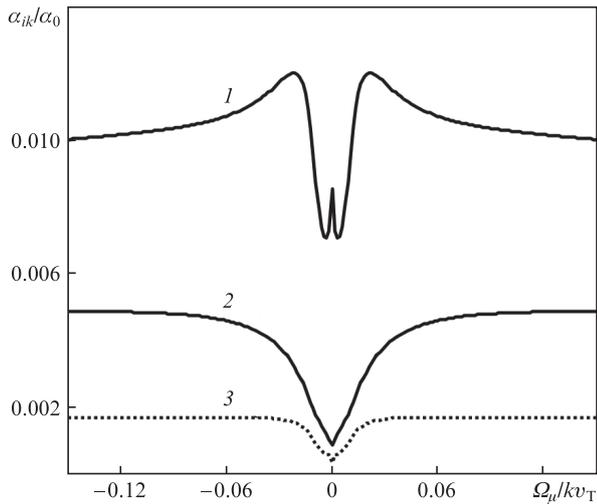


Рис.5. Формы спектров вкладов в резонанс переходов между магнитными подуровнями $M = \pm 1 \rightarrow M' = \pm 2$ (1), $M = 0 \rightarrow M' = \pm 1$ (2) и $M = \pm 1 \rightarrow M' = 0$ (3) при параллельных поляризациях полей ($\Omega_s = 0$, $\Omega_H = 0$, $\kappa_s = 1$, $\kappa_p = 0.001$, $\Gamma_n = 0.02\Gamma_m$).

Проведенные расчеты показали, что перенос магнитной когерентности с верхних уровней на нижние не может быть причиной образования в спектре нелинейного резонанса узких (с шириной нижнего уровня) структур, как принято считать в литературе уже в течение длительного времени.

Расщепление уровней перехода магнитным полем приводит к изменению спектров насыщенного поглощения пробной волны. Характерные изменения спектров с величиной расщепления уровней Ω_H приведены на рис.6 для закрытого и открытого переходов при параллельных поляризациях полей. На закрытом переходе (рис.6,а) с увеличением Ω_H происходит уменьшение амплитуды и ширины основного провала и рост амплитуды пика. Максимальные изменения этих характеристик (примерно в два раза) наблюдаются при малых расщеплениях ($\Omega_H \leq \Gamma_{mn}$). В случае ортогональных поляризаций полей и $\Omega_H \leq \Gamma_m$ рост расщепления Ω_H приводит к уменьшению вдвое амплитуды пика и амплитуды основного провала. При этом ширина этого провала не изменяется. При расщеплениях $\Omega_H > \Gamma_{mn}$ формы резонансов становятся одинаковыми, не зависящими от ориентации поляризаций полей (кривые 3, 4).

На открытом переходе значимые изменения формы резонанса происходят также при малых расщеплениях, $\Omega_H \leq \Gamma_{mn}$ (рис.6,б). Увеличение Ω_H при любых поляризациях полей ведет к уменьшению амплитуды и ширины основного провала. При этом амплитуда узкой структуры уменьшается при параллельных (см. рис.6,б) и растет при ортогональных поляризациях полей. При расщеплениях $\Omega_H > \Gamma_{mn}$ формы резонансов становятся также одинаковыми (кривые 3, 4). В этом случае спектр поглощения содержит резонанс вблизи $\Omega_\mu = 0$ и два резонанса на частоте $\Omega_\mu = \pm 2\Omega_H$.

Расчеты показали, что при любых расщеплениях уровней в пределах доплеровского контура резонанс вблизи центра линии ($\Omega_\mu = 0$) в системе двух магнитных подуровней с максимальным числом M формируется полями с одинаковыми круговыми поляризациями и проявляется в виде населенностного провала и узкой когерентной структуры. На закрытом переходе структура проявляется в виде пика (рис.6,а и рис.4, кривая 1), а на открытом переходе – в

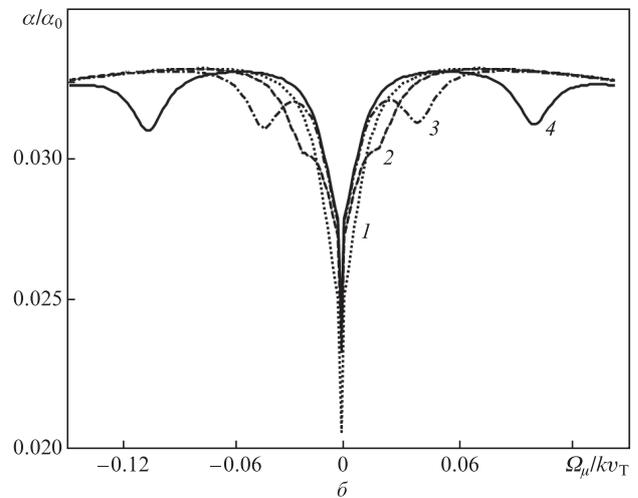
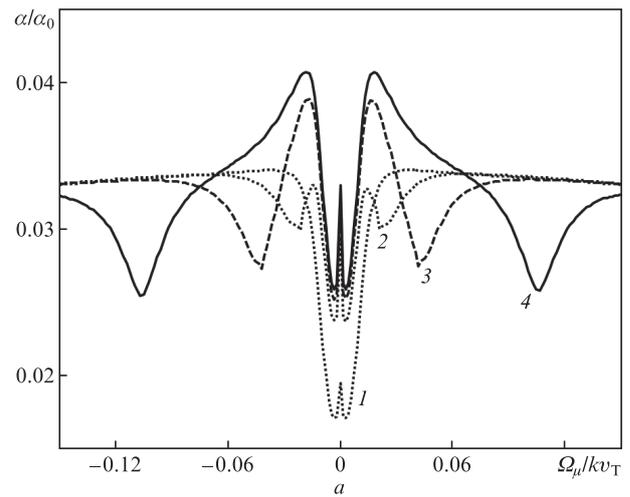


Рис.6. Формы резонансов при расщеплении уровней на закрытом (а) и открытом ($a_0 = 0.5$) (б) переходах при параллельных поляризациях полей и $\Omega_H = 0$ (1), Γ_m (2), $2\Gamma_m$ (3), $5\Gamma_m$ (4); $\Omega_s = 0$, $\kappa_s = 1$, $\kappa_p = 0.001$, $\Gamma_n = 0.02\Gamma_m$.

виде провала (рис.6,б и рис.4, кривые 3, 4). Причиной образования узких структур (пика или провала) являются биения населенностей уровней двухуровневых переходов в бихроматическом поле световых волн [11]. При этом на закрытом переходе, как и в работе [11], в крыльях населенностного провала формируются максимумы (рис.6,а, кривые 3, 4 и рис.4, кривая 1), обусловленные двухквантовыми процессами в системе двух уровней. На открытых переходах такие структуры в форме крыльев отсутствуют (рис.4, кривые 3, 4).

Резонансы на частотах $\Omega_\mu = \pm 2\Omega_H$, возникающие при расщеплении уровней (см. рис.6), формируются двухквантовыми процессами [13], полями со встречными круговыми поляризациями в V-схемах перехода и имеют населенностный характер.

При малых расщеплениях уровней ($\Omega_H \leq \Gamma_{mn}$) в формировании спектра резонанса, как и на переходе $J = 1$ [12], наряду с указанными выше процессами важен вклад магнитной когерентности уровней (в основном нижнего состояния), индуцируемой полем сильной волны линейной поляризации. Магнитная когерентность уровней при параллельных поляризациях полей ведет к уменьшению поглощения, а при ортогональных поляризациях – к росту поглощения пробной волны (см. [12] и ссылки в ней). Расщепление уровней приводит к разрушению магнитной

когерентности уровней и, соответственно, к росту поглощения при параллельных поляризациях и уменьшению поглощения при ортогональных поляризациях полей (см. рис.6). Величина вклада магнитной когерентности в амплитуду резонанса максимальна на закрытом переходе, зависит от параметра насыщения сильного поля и при параметрах $\kappa_s \approx 1$ может составлять $\sim 35\%$ от амплитуды резонанса.

3. Заключение

Представленные исследования спектров насыщенного поглощения в методе пробного поля сонаправленных волн на переходах с моментами уровней $J = 0 \rightarrow J = 1$ и $J = 1 \rightarrow J = 2$ демонстрируют их зависимость от констант релаксации уровней, величины расщепления уровней, ориентации поляризаций и интенсивностей сильной и пробной волн. При этом характер спектров оказывается качественно зависимым от степени открытости (параметра ветвления) атомного перехода. Показано, что особенности спектров насыщенного поглощения формируются в основном в двухуровневых и V-схемах перехода, образованных подуровнями с максимальным магнитным числом M , и определяются эффектами насыщения и расщепления уровней, а также вкладами когерентных процессов – биением населенностей и магнитной когерентностью уровней, индуцируемой полем сильной волны. Именно специфика релаксации биений населенностей уровней и определяет вид узких структур резонанса: пик на закрытом переходе и провал на открытом переходе. Вклады магнитной когерентности уровней зависят от ориентации поляризаций сильного и пробного полей и проявляются в виде добавок, причем основной вклад вносят уровни нижнего состояния. Вклады эффекта переноса магнитной когерентности с уровней верхнего состояния на нижнее в амплитуду резонанса малы и проявляются вблизи центра линии.

В заключение отметим, что ширина пика узкой структуры резонанса на закрытом переходе может быть меньше ширины Γ_n нижнего уровня. Поскольку для движущихся атомов в основном состоянии константа релаксации Γ_n определяется временем их взаимодействия с оптическими полями (для ансамбля – средним пролетным временем светового пучка), то использование в экспериментах газа «холодных» атомов позволит получить более узкие и с большим контрастом пиковые структуры резонансов на закрытых переходах.

1. Александров Е.Б. *УФН*, **107**, 595 (1972).
2. Сапрыкин Э.Г., Черненко А.А., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **146**, 299 (2014).
3. Alzetta G., Gozzini A., Moi L., et al. *Nouvo Cim.*, **36B**, 5 (1976).
4. Arrimondo E., Orriols G. *Lett. Nouvo Cim.*, **17**, 333 (1976).
5. Akulshin F.M., Barreiro S., Lesama A. *Phys. Rev. A*, **57**, 2996 (1998).
6. Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **69**, 776 (1999).
7. Kim S.K., Moon H.S., Kim K., et al. *Phys. Rev. A*, **61**, 063813 (2003).
8. Бражников Д.В., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 694 (2010).
9. Goren C., Wilson-Gordon A.D., Rosenbluh M., et al. *Phys. Rev. A*, **67**, 033807 (2003).
10. Лазебный Д.В., Бражников Д.В., Тайченачев А.В. и др. *ЖЭТФ*, **148**, 1068 (2015).
11. Сапрыкин Э.Г., Черненко А.А., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **150**, 238 (2016).
12. Сапрыкин Э.Г., Черненко А.А. *ЖЭТФ*, **154**, 235 (2018).
13. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979).
14. Сапрыкин Э.Г., Черненко А.А., Шалагин А.М. *Оптика и спектроскопия*, **113**, 530 (2012).
15. Saprykin E.G., Chernenko A.A., Shalagin A.M. *Techn. Dijest 7-th Intern. Symp. MPLP-2016* (Novosibirsk, 2016, p. 232).
16. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977).