Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.6, стр.461 - 464

КОНТУР СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИ КАСКАДЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ

С.Г.Раутиан

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 6 февраля 1995 г.

В спектре поглощения дублета, отвечающего переходам между четырьмя уровнями, предсказывается интерференционный эффект, обусловленный радиационным (спонтанным) каскадом поляризации. Анализируются спектральные и амплитудные свойства эффекта. При определенных условиях возможно усиление без инверсии.

Известно большое число интерференционных явлений в атомной и молекулярной спектроскопии, которые обусловлены разного рода корреляциями между переходами (см., например, [1-6]). В настоящей статье обращается внимание на интерференционное явление, которое может претендовать на роль, в некотором смысле, простейшего и которое, тем не менее, до сих пор не было описано.

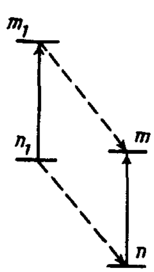

Рис.1

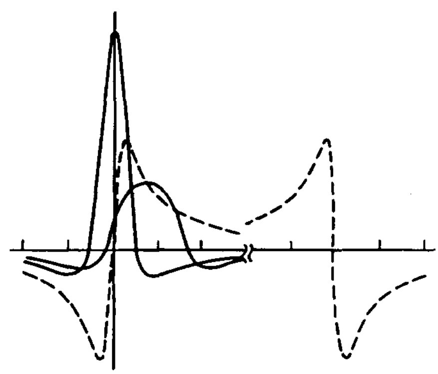

Рис.2

Рис.1. Схема уровней и переходов. Штриховые стрелки изображают перенос поляризации $m_1 - n_1 \to m - n$

Рис.2. Графики функции $f(\Omega)$: кривая *1* – $\Delta = 0$; *2* – $\Delta = 3\Gamma$; *3* – $\Delta \gg \Gamma$. Масштаб кривой *3* по оси ординат увеличен в Δ/Γ раз

Рассмотрим систему четырех уровней m_1, n_1, m и n, причем разрешены переходы $m_1 - n_1$, $m_1 - m$, $n_1 - n$ и $m - n$ (рис.1). Спектр поглощения (испускания) описывается обычно четырьмя одиночными линиями с центральными частотами $\omega_{m_1 n_1}$, ω_{mn}, $\omega_{m_1 m}$ и $\omega_{n_1 n}$. Представим теперь, что эти линии попарно совпадают или почти совпадают, что есть разности

$$\omega_{m_1 n_1} - \omega_{mn} = \omega_{m_1 m} - \omega_{n_1 n} = \Delta \tag{1}$$

оказываются достаточно малыми. В таких условиях возможно взаимное влияние (интерференция) указанных четырех линий.

Дело в том, что взаимодействие с нулевыми колебаниями вакуума, помимо переходов частиц и соответствующего испускания фотонов, вызывает и переходы дипольных моментов (или поляризации, или оптической когерентности). Согласно работе [7], член радиационного (спонтанного) прихода в кинетическом уравнении для элемента $\rho(mMnM')$ матрицы плотности содержит слагаемое

$$\sum_{M_1 M_1'} A(mMnM'|m_1M_1n_1M_1')\rho(m_1M_1n_1M_1'), \tag{2}$$

$$A(mMnM'|m_1M_1n_1M_1') = \sqrt{A_{m_1m}A_{n_1n}}\sum_\sigma < J_mM1\sigma|J_{m_1}M_1 >< J_nM'1\sigma|J_{n_1}M_1' >,$$

которое и описывает передачу поляризации $\rho(m_1M_1n_1M_1')$ с перехода $m_1 - n_1$ на переход $m - n$ (A_{m_1m} и A_{n_1n} – коэффициенты Эйнштейна, J_i и M – моменты и магнитные числа, $< ...|... >$ – коэффициенты векторного сложения). Каскадная передача поляризации, происходящая согласно формуле (2), и вызывает интерференцию компонентов дублета $\omega_{m_1n_1}$, ω_{mn}.

Рассмотрим поглощение слабого монохроматического поля с частотой ω, близкой к частоте дублета. В стационарных условиях нужные элементы матрицы плотности даются соотношениями

$$[\Gamma_1 - i(\Omega - \Delta)]\rho(m_1M_1n_1M_1') = iG(m_1M_1n_1M_1')(\rho_{n_1} - \rho_{m_1}),$$

$$\begin{aligned}(\Gamma - i\Omega)\rho(mMnM') &= iG(mMnM')(\rho_n - \rho_m)+ \\ &+ \sum_{M_1M_1'} A(mMnM'|m_1M_1n_1M_1')\rho(m_1M_1n_1M_1'),\end{aligned} \tag{3}$$

$$\Omega = \omega - \omega_{mn}, \quad G(mMnM') = \frac{d_{mn}}{2\sqrt{3}\hbar}\sum_\sigma(-1)^{J_n - M'} < J_mMJ_n - M'|1\sigma > E_\sigma. \tag{4}$$

Здесь Γ, Γ_1 – константы релаксации, d_{mn} – приведенный матричный элемент дипольного момента, E_σ – круговая компонента поля, ρ_j – заселенность M-подуровня состояния j, не зависящая от M ($j = m, n, m_1, n_1$). Для $G(m_1M_1n_1M_1')$ справедливо выражение, аналогичное (4). Принимая во внимание известные соотношения между d_{ij} и A_{ij} [1], можно прийти к следующему выражению для поглощаемой мощности P:

$$P(\Omega) = \alpha(\Omega)\frac{c}{8\pi}|E|^2,$$

$$\alpha(\Omega) = \frac{\lambda^2}{4\pi}\left\{N_{nm}A_{mn}\frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \Omega^2} + N_{n_1m_1}A_{m_1n_1}\left[\frac{\Gamma_1}{\Gamma_1^2 + (\Omega - \Delta)^2} + \frac{KC}{\Gamma\Gamma_1}f(\Omega)\right]\right\}, \tag{5}$$

$$C = \sqrt{A_{m_1m}A_{n_1n}A_{mn}/A_{m_1n_1}}, \qquad K = (-1)^{J_m + J_{n_1}}\sqrt{2J_m + 1}\sqrt{2J_{n_1}+1}\begin{Bmatrix} J_m J_n 1 \\ J_{n_1} J_{m_1} 1\end{Bmatrix}, \tag{6}$$

$$f(\Omega) = \mathrm{Re}\frac{\Gamma\Gamma_1}{(\Gamma - i\Omega)[\Gamma_1 - i(\Omega-\Delta)]} = \frac{\Gamma\Gamma_1[\Gamma\Gamma_1 - \Omega(\Omega-\Delta)]}{(\Gamma^2+\Omega^2)[\Gamma_1^2 + (\Omega-\Delta)^2]}, \tag{7}$$

$$N_{nm} = (2J_m + 1)(\rho_n - \rho_m), \qquad N_{n_1m_1} = (2J_{m_1} + 1)(\rho_{n_1} - \rho_{m_1}). \tag{8}$$

Величина $\alpha(\Omega)$ представляет собой коэффициент поглощения. Он содержит два лорентциана с центральными частотами $\Omega = 0$ и $\Omega = \Delta$, что соответствует переходам ω_{mn}, $\omega_{m_1n_1}$, и, кроме того, интерференционный член, спектральная зависимость которого описывается функцией $f(\Omega)$. Коэффициент K задается моментами четырех уровней и может изменяться в пределах $-1 \le K \le 1$.

Интерференционный член пропорционален $N_{n_1m_1}$ и не зависит от N_{mn}, что объясняется, очевидно, его каскадным происхождением. Можно показать, что $\int f(\Omega)d\Omega = 0$, то есть интегральное поглощение равно нулю, как это и должно быть для интерференционного эффекта. Случаи $K > 0$ и $K < 0$ отвечают усилению и поглощению "интерферирующих колебаний". Отметим, наконец, замечательную, уникальную комбинацию четырех коэффициентов Эйнштейна $A_{m,n_1}C = \sqrt{A_{m_1n_1}A_{n_1n}A_{m_1m}A_{mn}}$, которая также подчеркивает интерференционную природу явления.

Поведение функции $f(\Omega)$ существенно зависит от значения отношений Δ/Γ, Δ/Γ_1. Если $\Delta = 0$, то

$$f(\Omega) = \Gamma\Gamma_1(\Gamma\Gamma_1 - \Omega^2)/(\Gamma^2+\Omega^2)(\Gamma_1^2+\Omega^2), \tag{9}$$

и она содержит центральный "пик" единичной амплитуды и отрицательные "крылья" (кривая *1* на рис.2). В точках минимумов $|f(\Omega)| \le 1/8$. В точке $\Omega = 0$ имеем

$$\alpha(\Omega) = \frac{\lambda^2}{4\pi}\{N_{nm}A_{nm}\Gamma^{-1} + N_{n_1m_1}A_{n_1m_1}\Gamma_1^{-1}[1 + KC/\Gamma]\}, \tag{10}$$

то есть по порядку своих величин все три члена одинаковы.

С ростом $|\Delta|$, в интервале $|\Delta| \sim \Gamma, \Gamma_1$ функция $f(\Omega)$ становится более широкой (кривая *2* на рис.2). При достаточно больших $|\Delta|/\Gamma$, $|\Delta|/\Gamma_1$ в середине дублета ($\Omega \approx \Delta/2$) появляется минимум, а в окрестностях точек $\Omega = 0$ и $\Omega = \Delta$ формируется структура типа дисперсионных кривых (кривая *3* рис.2):

$$f(\Omega) \approx \frac{\Gamma_1}{\Delta}\frac{\Gamma\Omega}{\Gamma^2+\Omega^2}, \qquad |\Omega| \sim \Gamma,$$

$$f(\Omega) \approx -\frac{\Gamma}{\Delta}\frac{\Gamma_1(\Omega-\Delta)}{\Gamma_1^2+(\Omega-\Delta)^2}, \qquad |\Omega-\Delta| \sim \Gamma_1. \tag{11}$$

В точках $\Omega = \pm\Gamma$ и $\Omega - \Delta = \pm\Gamma_1$ получаем $|f(\Omega)| \approx \Gamma_1/2|\Delta|$, $\Gamma/2|\Delta|$. В центре же дублета, при $\Omega = \Delta/2$, имеем $f(\Omega) \approx 4\Gamma\Gamma_1/\Delta^2$, то есть величину второго порядка малости. Интересно поведение $\alpha(\Omega)$ при $|\Omega| \gg \Delta$:

$$\alpha(\Omega) = \frac{\lambda^2}{4\pi\Omega^2}\{N_{nm}A_{mn}\Gamma + N_{n_1m_1}A_{m_1n_1}(\Gamma_1 - KC)\}. \tag{12}$$

Следовательно, в дальних "крыльях" дублета расщепление не играет роли (из далеких частот дублет "выглядит" как одиночная линия), и относительный вклад интерференционного члена порядка единицы (как и при $\Omega = 0$, сравни с формулой (10)). Согласно соотношению (12), коэффициент поглощения $\alpha(\Omega)$ может оказаться отрицательным, если выполняются условия

$$K > 0, \qquad (KC/\Gamma_1 - 1)N_{n_1m_1}A_{m_1n_1}\Gamma_1 > N_{nm}A_{mn}\Gamma. \tag{13}$$

Если $K < 0$, $\Delta = 0$, то условие

$$(|K|C/\Gamma - 1)N_{n_1m_1}A_{m_1n_1}\Gamma > N_{nm}A_{mn}\Gamma_1 \tag{14}$$

означает усиление в центре линии ($\Omega = 0$). Итак, каскад поляризации может обеспечить усиление поля без инверсии заселенностей.

Усиление без инверсии заселенности характерно для нелинейных интерференционных эффектов (НИЭФ, [3,6]): интегральный по ω вклад НИЭФ в поглощение равен нулю, и, следовательно, в некоторых частотных интервалах этот вклад с необходимостью отрицательный. Усиление без инверсии предсказано в [8] (см. также [3,6]), наблюдено в [9] и в последнее время привлекло к себе повышенное внимание. Однако во всех этих многочисленных работах рассматривается усиление слабого (пробного) поля при одновременном воздействии на атом мощного лазерного или СВЧ излучения. В нашем же случае внешнее излучение отсутствует, а интерференция обеспечивается взаимодействием с нулевыми колебаниями вакуума, то есть как бы "сама собой". Именно в этом смысле спонтанный каскад поляризации можно считать простейшим интерференционным эффектом.

Легко видеть, что аналогичные явления имеют место и в области дублета ω_{m_1m}, ω_{n_1n}. Для их описания во всех соотношениях (1)–(13) достаточно произвести замену индексов $m \leftrightarrow n_1$, а под Γ и Γ_1 понимать полуширины переходов $n_1 - n$, $m_1 - m$. Общее поглощение дается суммой выражения (5) и его аналога с указанными заменами.

Автор благодарен Е.В.Подивилову, В.А.Сорокину, А.М.Тумайкину, А.М.Шалагину и Д.А.Шапиро за обсуждение вопросов, рассмотренных в статье.

Работа выполнена при поддержке программы "Российские университеты" и Международного научного фонда.

---

1. И.И.Собельман. Введение в теорию атомных спектров, М.: Наука, 1977.
2. М.П.Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний, Л.: Изд. ЛГУ, 1975.
3. С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов, А.М.Шалагин. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул, Новосибирск, Наука, 1979.
4. Л.А.Вайнштейн, И.И.Собельман, Е.А.Юков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М.: Наука, 1979.
5. Е.Б.Александров, Г.И.Хвостенко, М.П.Чайка. Интерференция атомных состояний, М.: Наука, 1991.
6. S.G.Rautian, and A.M.Shalagin, Kinetic problems of non-linear spectroscopy, North-Holland Publish., Oxford – Amsterdam, 1991.
7. С.Г.Раутиан, Письма в ЖЭТФ **60**, 462 (1994).
8. С.Г.Раутиан, И.И.Собельман, ЖЭТФ **41**, 456 (1961).
9. А.М.Бонч-Бруевич, В.А.Ходовой, Н.А.Чигирь, ЖЭТФ **67**, 2069 (1974).