# ВРАЩЕНИЕ АТОМОВ В СВЕТЕ И МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

*С.Г.Раутиан, А.Г.Рудавец*

Установлено универсальное нелинейно-оптическое явление вращения моментов резонансных состояний атомов (молекул) в электромагнитной волне. Описывается структура нелинейного резонанса в магнитном поле, обусловленная вращением атомов.

Согласно классическим представлениям полные моменты атомов прецессируют в магнитном поле вокруг его направления. При небольших интенсивностях света прецессия обусловливает расщепление спектральных линий (эффект Зеемана). С другой стороны, в нелинейной спектроскопии, имеющей дело с интенсивным излучением, имеет место так называемое полевое расщепление спектральных линий. По аналогии с эффектом Зеемана можно утверждать, что полевое расщепление связано с движением моментов комбинирующих состояний в электромагнитной волне. Это движение присуще любому радиационному переходу и является следствием строгих законов сохранения и правил отбора.

Подобно тому, что воздействие света на поступательное движение атома следует из законов сохранения энергии и импульса в актах поглощения и испускания, движение моментов состояний вытекает из закона сохранения момента импульса. Вид классических траекторий движения моментов вырожденных атомных состояний, возбуждаемых светом, определяется поляризацией и спектральным составом этого света.

Ниже мы рассмотрим классическое движение моментов $J-J$ перехода в линейно поляризованном монохроматическом свете. Линейно поляризованный свет вызывает вращение моментов с угловой скоростью, определяемой его интенсивностью. Это происходит тогда, когда вынужденно испускается квант одной круговой поляризации, а поглощается другой. Поскольку интенсивности круговых компонент линейной поляризации равны, то вращение возможно в обоих направлениях вокруг электрического вектора **E** световой волны.

В магнитном поле на светоиндуцированное вращение моментов накладывается ларморовская прецессия. В итоге моменты начинают прецессировать вокруг равнодействующих, составленных из векторов **E** световой волны и напряженности внешнего магнитного поля.

Идею о вращении атомов в свете можно реализовать, используя адекватные понятия когерентных состояний группы вращения для квазиклассического представления тензорных операторов [1]. В этом представлении уравнения Шредингера для амплитуд вероятности состояний $m$- и $n$- перехода при точном резонансе ($\omega = \omega_{mn}$) в электромагнитном поле имеют вид

$$i\left(\frac{\gamma}{2} + \frac{\partial}{\partial t}\right)\begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta \hat{T}_z^{JJ} & G\hat{T}_x^{JJ} \\ G\hat{T}_x^{JJ} & \Delta \hat{T}_z^{JJ} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix}. \qquad (1)$$

$$\Delta = \mu_0 H, \quad G = \mathcal{E} d_{mn} / (J(J+1)(2J+1))^{1/2}.$$

здесь $H$ – внешнее магнитное поле, направленное по оси $z$ ; $\mu_0$ – магнитный момент оболочек $mJ$, $nJ$ ; $\mathcal{E}$ – электрическая компонента света, распространяющегося вдоль $z$ и поляризованного вдоль $x$ ; $d_{mn}$ – приведенный матричный элемент дипольного момента перехода. Тензорная часть электродипольного и магнитного взаимодействий задается операторами

$$\hat{T}_z^{JJ} = J - \mu^* \partial/\partial\mu^* , \quad \hat{T}_x^{JJ} = J\mu^* + 0{,}5\ (1 - \mu^{*2})\ \partial/\partial\mu^* \ ;$$

$\mu^* = \mathrm{tg}\,(\theta/2)\exp(i\psi)$ – комплексная координата пространства, являющегося стереографической проекцией со сферы направлений [2]. Начальные условия, отвечающие поглощению, суть

$$\begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix}_{t=0} = \sum_{m=-J}^{J} \begin{pmatrix} J-M \\ 2J \end{pmatrix}^{1/2} \exp(i a_M)\,\mu^{*J-M} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где $\begin{pmatrix} J-M \\ 2J \end{pmatrix}$ – биноминальный коэффициент, $a_M$ – случайная фаза.

Уравнения (1) диагонализируются для состояний $\varphi_\pm = m \pm n$. Квазичастицы, отвечающие этим состояниям, различаются тем, что моменты их вращаются вокруг разных осей. Направления осей и скорость прецессии определяются из классических уравнений движения моментов квазичастиц

$$d\mu^*/dt = j_\pm(\mu^*),\ j_\pm(\mu^*) = i\ (-\Delta\mu^* \pm G\ (1-\mu^{*2})/2), \tag{3}$$

являющихся уравнениями характеристик (линий тока) волновых уравнений амплитуд состояний:

$$(\gamma/2 + \partial/\partial t)\,\varphi_\pm = -j_\pm(\mu^*)\,\partial\varphi_\pm/\partial\mu^* + J(\partial j_\pm(\mu^*)/\partial\mu^*)\,\varphi_\pm . \tag{4}$$

Уравнения (3) на $\mu$ - плоскости эквивалентны уравнениям Блоха $\dot{\mathbf{n}} = [\vec{\nu}_\pm\ \mathbf{n}]$ для единичного вектора $\mathbf{n}$, направленного по среднему моменту и вращающегося вокруг осей $\vec{\nu}_\pm$ с частотой $\nu = \sqrt{\Delta^2 + G^2}$. Оси прецессии $\nu_\pm$ момента квазичастиц коллинеарны равнодействующим векторов $\mathbf{H}$ и $\pm\mathbf{E}$. Легко найти решения уравнений (4) с начальными условиями (2)

$$\varphi_\pm(\mu^*, t) = \pm\sum_{M=-J}^{J} \begin{pmatrix} J-M \\ 2J \end{pmatrix}^{1/2} (-1-|a|^2)^{-J}\,(1 \pm a\,\mu^*)^{J-M}(\mu^* \mp a^*)^{J+M}\, e^{i a_M - \gamma t/2},$$

$$a = -\Delta/G + i\,(\nu/G)\,\mathrm{ctg}(\nu t/2),\ \nu = \sqrt{\Delta^2 + G^2}, \tag{5}$$

а из них – амплитуды состояний $m(\mu^*, t)$ и $n(\mu^*, t)$. Усредняя произведения волновых функций по ансамблю случайных фаз $a_M$, можно вычислить элементы матрицы плотности: распределения заселенностей $\rho_{nn}$, $\rho_{mm}$ и поляризаций $\rho_{mn}$ по направлениям. Величина поглощаемой мощности определяется наведенной поляризацией

$$P(t) = \hbar\omega G\,\mathrm{Im}\,\mathrm{Sp}\left\{\left(\frac{\partial}{\partial\mu^*} + \frac{\partial}{\partial\mu}\right)\rho_{mn}\,(\mu\mu^*)\right\} = \frac{4\hbar\omega J(J+1)G}{\pi}\, e^{-\gamma t} \times$$

$$\times \int \frac{d\,\mathrm{Re}\,\mu\, d\,\mathrm{Im}\,\mu}{(1+|\mu|^2)^2}\ \mathrm{Im}\left\{\frac{(|a|^2-1)\,\mathrm{Re}\,\mu + 2i\ \mathrm{Im}\,a^*}{(|a|^2+1)(1+|\mu|^2)}\left[\frac{|a|^2-1}{|a|^2+1} + \frac{4i\ \mathrm{Im}\,(a^*\mu)}{(|a|^2+1)(1+|\mu|^2)}\right]^{2J-1}\right\}. \tag{6}$$

Подынтегральная функция, характеризующая распределение поглощаемой мощности по направлениям, при больших $J$ имеет два резких максимума (рис.1), пробегающих окружность $x^2 + y^2 = 1$ за время $\tau = \nu^{-1}$. Без магнитного поля пакеты локализуются вблизи точек $x = \pm 1$ (линейно-поляризованный по оси $x$ свет наводит $x$ компоненту поляризации перехода). Крутизна локализованных пакетов растет с увеличением $J$. Контур магнитного резонанса $P(\Delta) = \int\limits_0^\infty dt\, P(t)$ можно вычислить в $M$-представлении, выбрав ось квантования $z$ по $\mathcal{E}$. Тогда амплитуды состояний имеют вид

$$\binom{m}{n} = \sum_{M=-J}^{J} 0{,}5 \binom{J-M}{2J}^{1/2} \left[ (-1)^M D^J_{MM'}(\psi, \theta, \psi) \binom{1}{1} + \right.$$

$$\left. + \ (-1)^{-M'} D^J_{M'M}(-\psi, -\theta, -\psi) \binom{-1}{1} \right] e^{i a_M - \gamma t/2} . \qquad (7)$$

Здесь $D^J_{MM'}(\psi, \theta, \psi)$ – матрица Вигнера, $\psi = \pi - \mathrm{arctg}\,[(\nu/G)\,\mathrm{ctg}(\nu t/2)]$, $\theta = \arccos[(G^2 + \Delta^2 \cos \nu t)/\nu^2]$. Магнитное взаимодействие обусловливает переходы между соседними $M$-подуровнями вырожденных уровней, тем самым вызывая "частотную миграцию" наведенной светом поляризации. На классическом языке этот процесс отвечает фазовой модуляции осцилляций поляризации.

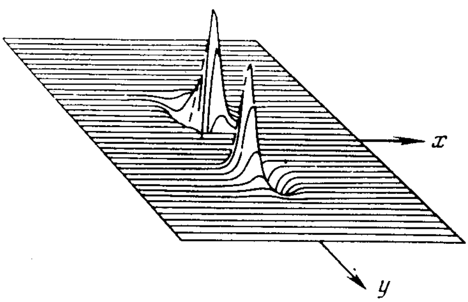


Рис.1. Распределение поглощаемой мощности $J-J$ переходом: $J = 10$, $\Delta = G$, $t = \nu^{-1}/2$

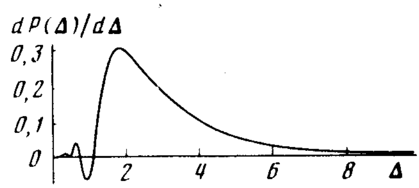


Рис.2.Производная магнитного резонанса на переходе с моментом $J = 6$, как функция расщепления $\Delta$, измеряемой в единицах $\gamma$

Когерентности уровней $\rho_{gg}(M, M')$ и перехода $\rho_{mn}(M, M')$ тоже представляются $D$-матрицами, но с иными аргументами. Поглощенная мощность компактно выражается через характер группы вращения

$$P(t) = \frac{\hbar\, \omega G^2}{\nu} \frac{\sin(\nu t)}{\sin(\omega/2)} e^{-\gamma t} \frac{d\chi^J(\omega)}{d\omega} , \quad \chi^J(\omega) = \frac{\sin((2J+1)\,\omega/2)}{\sin(\omega/2)} ,$$

$$\cos(\omega/2) = -(\Delta^2 + G^2 \cos(\nu t))/\nu^2 . \qquad (8).$$

В итоге контур магнитного резонанса дается интегралом

$$P(\Delta) = \frac{\hbar\, \omega G^2}{\nu} \int\limits_0^\infty dt\, e^{-\gamma t} \sin(\nu t)\, \frac{J \sin(J+1)\omega - (J+1) \sin J\omega}{\sin^3(\omega/2)} .$$

На рис. 2 приведен расчет [1)] величины $dP/d\Delta$ при насыщении $(G/\gamma)^2 = 0{,}05$. Отличи этого контура от дисперсионного возрастает с ростом насыщения. Тонкая структура конт ра насыщенного поглощения объясняется амплитудной и фазовой модуляцией поглощаемо мощности, обусловленной вращением моментов атомных состояний под действием света.

---

[1)] Мы благодарны Л.Муратову за помощь в численных расчетах на ЭВМ.

Подобные структуры недавно наблюдались в экспериментальной работе [3], явившейся побудительным мотивом настоящей публикации.

Таким образом, идея о вращении атомов в свете имеет принципиальное значение для нелинейной спектроскопии и, в частности, в теории зеемановских структур нелинейных резонансов для расчетов и интерпретации контуров нелинейного поглощения [4, 5].

Существование точных результатов в рассмотренной задаче обусловлено тем, что группа динамической симметрии взаимодействия совпадает с группой вращений $SU(2)$. Поэтому решения (7) – вращения начального состояния – образуются из конечномерного неприводимого представления динамической группы $SU(2)$. Для неточного резонанса или перехода с изменением $J$ динамическая группа уже не сводится к простым вращениям. Однако в базисе когерентных состояний группы вращений уравнение Шредингера можно разрешить, не задаваясь динамической симметрией. Классические траектории движения моментов в этих случаях также фигурируют в качестве характеристик.

В заключение считаем своим долгом выразить благодарность А.В.Гайнеру, Г.И.Сурдутовичу, И.И.Собельману, М.И.Штокману за плодотворные обсуждения.

## Литература

1. *Раутиан С.Г., Рудавец А.Г.* ЖЭТФ, 1982, 82,
2. *Переломов А.М.* УФН, 1977, **123**, 23.
3. *Бадалян А.М., Гуськов К.И., Ковалевский В.И., Раутиан С.Г., Сапрыкин Э.Г., Смирнов Г.И.* В сб.: Труды VII Вавиловской конференции по нелинейной оптике. Новосибирск, 1981 г.
4. *Karplus R., Schwinger J.* Phys. Rev., 1948, 73, 1020.
5. *Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М.* Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск, Наука. 1979.

Институт автоматики и электрометрии
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
3 февраля 1982 г.