

УДК 535.21

## СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ЭХО ПРИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВОЗБУЖДАЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ

В.А. Решетов\*, Е.Н. Попов\*, В.Н. Цикунов\*\*, И.В. Евсеев\*\*

\*Тольяттинский государственный университет (Тольятти)

\*\*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (Москва)  
115409, Москва, Каширское ш., 31

*Аннотация.* В работе получены выражения для амплитуды и поляризации сигнала столкновительного фотонного эха на переходе  $0 \leftrightarrow 1$  в парах иттербия при его формировании двумя лазерными импульсами со взаимно ортогональными эллиптическими поляризациями. Показано, что интенсивность сигнала столкновительного эха обращается в ноль при круговых ортогональных поляризациях возбуждающих лазерных импульсов и достигает максимального значения при их линейных взаимно перпендикулярных поляризациях. Все поляризационные и временные свойства сигнала столкновительного эха получены в рамках модели упругих деполаризующих столкновений между атомами газа.

*Ключевые слова:* фотонное эхо, столкновительное эхо, поляризационные свойства фотонного эха.

Явление фотонного эха, впервые наблюдавшееся в рубине [5], широко используется в настоящее время, как в фундаментальных, так и в прикладных исследованиях. Так, например, фотонное эхо применяется для изучения структуры и динамики макромолекул [4], в спектроскопии высокого разрешения [3], для записи, хранения и обработки квантовой информации [6], для исследования процессов релаксации [7].

В настоящей работе исследуются поляризационные свойства столкновительного фотонного эха, сформированного двумя лазерными импульсами со взаимно ортогональными эллиптическими поляризациями на переходе с изменением углового момента  $0 \leftrightarrow 1$  в парах иттербия. В этом случае сигнал фотонного эха возникает исключительно за счёт анизотропии релаксационных процессов, обусловленных деполаризующими столкновениями между атомами. Данная анизотропия проявляется в зависимости элементов матрицы релаксации от величины и направления скорости атома. Изучение характеристик этого сигнала позволяет получить информацию о потенциале межатомного взаимодействия.

### 1. Поляризационные свойства «обычного» фотонного эха на переходе $0 \leftrightarrow 1$ в парах иттербия

Поляризационные свойства фотонного эха, создаваемого в газе на переходе  $0 \leftrightarrow 1$ , были изучены теоретически в работе [1]. Поляризация фотонного эха, генерируемого двумя резонансными лазерными импульсами с линейной поляризацией, будет также линейной, причём вектор поляризации сигнала эха параллелен вектору поляризации второго лазерного импульса. Отметим, что амплитуда сигнала эха пропорциональна величине  $\cos(\psi)$ , где  $\psi$  – это угол между векторами поляризации первого и второго ла-

зерных импульсов. Следовательно, при угле  $\psi = 90^\circ$  обычное фотонное эхо должно исчезать. Для возбуждающих импульсов с круговой поляризацией «обычное» фотонное эхо появляется только в случае, когда оба импульса имеют одинаковую круговую поляризацию – оба правую или оба левую.

Итак, фотонное эхо на переходе  $0 \leftrightarrow 1$  в чистом газе не возникает при взаимно ортогональных поляризациях лазерных импульсов, причём как для линейных, так и для круговых поляризаций. Исчезновение сигнала «обычного» эха при ортогональных поляризациях возбуждающих импульсов позволяет изучать процессы столкновительной релаксации посредством столкновительного эха без «шума», создаваемого сигналом «обычного» эха.

## 2. Теория столкновительного фотонного эха на переходе $0 \leftrightarrow 1$

Рассмотрим формирование фотонного эха на переходе с изменением полного углового момента  $J_a = 0 \rightarrow J_b = 1$  двумя резонансными лазерными импульсами с продолжительностями  $T_1$  и  $T_2$ . Временной интервал между возбуждающими импульсами обозначим  $\tau$ . Векторы напряженности электрического поля импульсов, распространяющихся вдоль оси  $Z$  с несущей частотой  $\omega$ , могут быть представлены в виде:

$$E_n = e_n l_n \exp\{-i(\omega t - kz)\} + \text{к.с.}, \quad n = 1, 2, \quad (1)$$

где  $e_n$  и  $l_n$  - амплитуды и единичные векторы поляризации. Без ограничения общности круговые компоненты взаимно ортогональных

$$(l_n l_m^* = \delta_{n,m}, \quad n, m = 1, 2,)$$

векторов поляризации можно записать следующим образом:

$$l_{1,q} = \cos(\alpha)\delta_{q,-1} - \sin(\alpha)\delta_{q,1}, \quad l_{2,q} = \sin(\alpha)\delta_{q,-1} - \cos(\alpha)\delta_{q,1}$$

Значение  $\alpha = 0$  соответствует круговым ортогональным поляризациям импульсов – первый право-циркулярно поляризован, второй – лево, а значение  $\alpha = \pi/4$  соответствует линейным ортогональным поляризациям – первый импульс линейно поляризован вдоль оси  $X$ , второй – вдоль оси  $Y$ . Будем считать импульсы достаточно короткими, так что их длительность много меньше, чем времена однородной релаксации. Динамика атома в поле лазерного импульса определяется уравнением для медленноменяющейся матрицы плотности  $\hat{\rho}$ :

$$\dot{\hat{\rho}} = i[\hat{V}, \hat{\rho}], \quad \hat{V} = \frac{\Delta}{2}(\hat{P}_a - \hat{P}_b) + \chi_n(\hat{g}_n - \hat{g}_n^+) \quad (2)$$

Здесь  $\Delta = kv_z - \omega + \omega_0$  – отстройка от резонансной частоты,  $\hat{P}_{a,b}$  – операторы проектирования на подпространства состояний нижнего  $a$  и верхнего  $b$  уровней,  $\chi_n = \frac{|d|e_n}{\hbar}$  – частота Раби,  $d = d(J_a, J_b)$  – приведённый матричный элемент оператора электрического дипольного момента для перехода  $J_a \rightarrow J_b$ , в то время как  $\hat{g}_n = (\hat{g}_n^-)$ , где  $\hat{g}^-$

оператор электрического дипольного момента для перехода  $J_a \rightarrow J_b$ , матричные элементы которого для круговых компонент выражаются через 3J-символы Вигнера:

$$(\hat{g}_q)_{\mu m}^{ab} = (-1)^{J_a - \mu} \frac{\dot{a}}{|\dot{a}|} \begin{pmatrix} J_a & 1 & J_b \\ -\mu & q & m \end{pmatrix} \quad (3)$$

Решение уравнения (2) можно записать с помощью оператора эволюции  $\hat{S}_n = \exp\{i\hat{V}_n T_n\}$ . Динамика атома во временном интервале между двумя лазерными импульсами определяется процессами релаксации. Свойства сигнала эха зависят от недиагональной компоненты матрицы плотности атома  $\rho_{\mu m}^{ab}$ . Однако, более удобно описать процессы релаксации в виде неприводимых компонент матрицы плотности  $\psi_q^{(k)}$ . Для перехода  $J_a = 0 \rightarrow J_b = 1$

$$\psi_q = \psi_q^{(k)} \delta_{k,1}, \quad \psi_q = \frac{1}{\sqrt{3}} (-1)^{1+q} \rho_{0q}^{ab} \quad (4)$$

Уравнения, описывающие изменение этих компонент матрицы плотности со временем записываются следующим образом [2]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma^{(1)} - i\Delta\right)\psi_q = -\sum_q' Y_{qq'}(v)\psi_{q'}. \quad (5)$$

Здесь константа  $\gamma^{(1)}$  описывает релаксацию за счет спонтанного излучения и неупругих столкновений, матрица  $Y_{qq'}(v)$  зависит от скоростей атомов и описывает релаксацию, обусловленную деполяризирующими столкновениями атомов. В системе отсчета, где ось  $Z$  направлена вдоль вектора скорости атома, матрица столкновительной релаксации

$$Y_{qq'}(v) = \delta_{qq'}(\Gamma_q(v) + i\Delta_q(v)), \quad \Gamma_1(v) = \Gamma_{-1}(v), \quad \Delta_1(v) = \Delta_{-1}(v), \quad (6)$$

зависит только от модуля скорости, в то время как угловую зависимость можно задать, используя матрицы поворота. Тогда уравнение (5) преобразуется к виду:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma - i\delta - \frac{\lambda}{2}\right)\psi_q = -\lambda \sum_q' \Lambda_{qq'} e^{i(q' - q)\varphi} \psi_{q'}. \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \gamma &= \gamma^{(1)} + \frac{\Gamma_1(v) + \Gamma_0(v)}{2}, \\ \lambda &= \Gamma_0(v) - \Gamma_1(v) + i[\Delta_0(v) - \Delta_1(v)], \\ \delta &= kv \cos(\theta) + \omega_0 - \omega + \frac{\Delta_0(v) - \Delta_1(v)}{2}. \end{aligned}$$

Заметим, что матрица  $\Lambda_{qq'}$  зависит только от угла  $\theta$  между скоростью атома и осью  $Z$ :

$$\hat{\Lambda} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \sin^2(\theta) & -\frac{1}{2\sqrt{2}} \sin(2\theta) & -\frac{1}{2} \sin^2(\theta) \\ -\frac{1}{2\sqrt{2}} \sin(2\theta) & \cos^2(\theta) & \frac{1}{2\sqrt{2}} \sin(2\theta) \\ -\frac{1}{2} \sin^2(\theta) & \frac{1}{2\sqrt{2}} \sin(2\theta) & \frac{1}{2} \sin^2(\theta) \end{pmatrix}.$$

Решение системы линейных уравнений (7) можно записать, с помощью резольвенты  $R_{qq'}(t)$  :

$$\psi_q(t) = e^{-\gamma t + i\delta t} \sum_q R_{qq'}(t) e^{t(q'-q)\varphi} \psi_{q'}(0), \quad \hat{R}(t) = \exp\left(\frac{\lambda t}{2} - \lambda \hat{\Lambda} t\right). \quad (8)$$

После диагонализации матрицы  $\hat{\Lambda}$  резольвента может быть приведена к виду:

$$\hat{R}(t) = \exp\left(\frac{\lambda t}{2}\right) \hat{l} - 2 \sinh\left(\frac{\lambda t}{2}\right) \hat{\Lambda}. \quad (9)$$

Отметим, что резольвента (9) зависит только от одного угла  $\theta$ , а второй угол  $\varphi$  фигурирует в решении уравнений релаксации (8) только в виде экспоненциального множителя. Такое разделение переменных упрощает процедуру интегрирования по полному углу для нахождения сигнала эха.

Напряженность электрического поля столкновительного фотонного эха определяется с помощью уравнений Максвелла:

$$e^e(t') = 2\pi i \omega \frac{L}{c} n_0 |d| \int f(v) dv \text{Tr}\{\hat{\rho}(t') \hat{g}\}, \quad (10)$$

где  $L$  – это протяжённость газообразной среды,  $n_0$  – концентрация атомов,  $f(v)$  – функция распределения Максвелла атомов газа по скоростям. Матрица плотности  $\hat{\rho}(t')$  в момент времени  $t'$  может быть получена последовательным применением операторов эволюции и матриц релаксации. Вектор  $e^e(t')$  можно разложить по ортогональному базису векторов  $l_n$  поляризации двух возбуждающих импульсов (1):

$$e^e(t') = e_1^e(t') l_1 + e_2^e(t') l_2, \quad (11)$$

запишем явный вид выражения сигнала столкновительного фотонного эха для компонент  $e_n^e(t') = e^e(t') l_n$  в случае узкой спектральной линии:

$$e_n^e(t') = e_0 e^{-2\gamma\tau} \int f(v) dv e^{-i\delta(t'-\tau)} D_{2,1}(v, \tau) D_{n,2}^*(v, \tau) \quad (12)$$

$$e_0 = \frac{\pi \omega L n_0 |d|}{c \sqrt{3}} \sin(\theta_1) \sin\left(\frac{\theta_2}{2}\right), \quad \theta_n = \frac{2|d| e_n T_n}{n \sqrt{3}}, \quad (13)$$

$$D_{n,m}(v, \tau) = \sum_{q,q'} R_{qq'}(\tau) e^{t(q'-q)\varphi} l_{n,-q} l_{m,-q}^* \quad (14)$$

где  $R_{qq'}(\tau)$  - элементы резольвенты (9). В случае точного резонанса после интегрирования выражения (12) – (14) по всем углам получим:

$$e_n^e(t') = e_0 e^{-2\gamma\tau} \int_{-1}^1 dz G(z, t' - \tau) H_n(z, \tau), \quad (15)$$

где  $z = \cos(\theta)$ ,

$$G(z, t' - \tau) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^n x^2 e^{-x^2 - iku(t' - \tau)xz} dx, \quad (16)$$

где  $u$  – средняя тепловая скорость атомов, а функция  $H_n(z, \tau)$ , определяющая поляризационные свойства столкновительного фотонного эха, имеет вид:

$$H_n(z, \tau) = \sum_{q, \sigma, k} R_{q, q-k}^*(\tau) R_{\sigma, \sigma-k}(\tau) (l_{n, -q})^* (l_{2, k-q}) (l_{2, -\sigma}) (l_{1, k-\sigma})^*, \quad (17)$$

Используя явные выражения для круговых компонент векторов поляризации возбуждающих импульсов, можно выразить функции  $H_n(z, \tau)$  через параметр их эллиптичности  $\alpha$ :

$$H_1(z, \tau) = -\frac{1}{2} \sin^2(2\alpha) |R_{1,-1}(\tau)|^2, \quad H_2(z, \tau) = \frac{1}{4} \sin(4\alpha) |R_{1,-1}(\tau)|^2. \quad (18)$$

После подстановки элементы резольвенты (9) в (15) – (18), получим следующее выражение для амплитуды столкновительного фотонного эха:

$$e^e(t') = 1/2 e_0 e^{-2\gamma\tau} |\text{sh}(\lambda\tau/2)|^2 \sin[(2\alpha)g_0(t' - \tau)l^0], \quad (19)$$

где функция

$$g_0(t' - \tau) = \int_{-1}^1 dz G(z, t' - \tau) (1 - z^2)^2, \quad (20)$$

описывает временную форму импульса столкновительного эха, а единичный вектор  $l^0$  с компонентами

$$l_1^0 = -\sin(2\alpha), \quad l_2^0 = -\cos(2\alpha), \quad (21)$$

характеризует поляризационные свойства сигнала эха. Как следует из формулы (19), интенсивность сигнала столкновительного фотонного эха существенно зависит от параметра эллиптичности  $\alpha$  лазерных импульсов – она максимальна при линейной поляризации ( $\alpha = \pi/4$ ) импульсов, и обращается в ноль при их круговой поляризации ( $\alpha = 0$ ). Этот результат объясняется тем, что при круговой поляризации импульсов имеется симметрия относительно вращений вокруг направления распространения импульсов (оси  $Z$ ), так что после интегрирования по всем углам  $\varphi$  скорости атома амплитуда эха обращается в ноль, а при линейной поляризации импульсов такая симметрия отсутствует, и после интегрирования по всем углам  $\varphi$  остаются ненулевые слагаемые. Из формулы (19) также видно, что сигнал столкновительного эха целиком обусловлен асим-

метрией упругих деполяризующих столкновений, т.е. разностью двух констант релаксации  $\lambda = \Gamma_0(\nu) - \Gamma_1(\nu) + i[\Delta_0(\nu) - \Delta_1(\nu)]$  – при  $\lambda = 0$  сигнал эха обращается в ноль. Зависимость интенсивности сигнала столкновительного эха от промежутка времени  $\tau$  между возбуждающими импульсами качественно отличается от подобной зависимости для «обычного» фотонного эха: интенсивность «обычного» эха экспоненциально убывает с ростом  $\tau$ , тогда как интенсивность столкновительного эха, как следует из (19), сначала возрастает от нуля с ростом  $\tau$ , достигает максимума, и затем экспоненциально убывает при дальнейшем увеличении  $\tau$ . Подобная зависимость может быть использована для измерения констант столкновительной релаксации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 11-02-00141-а.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Алексеев, А.И., Евсеев И.В.* Поляризация фотон-эха в газовой среде// ЖЭТФ, т.56, №6, 1969, С. 2118-2128.
2. *Мацкевич, В.К., Евсеев И.В., Ермаченко В.М.* Влияние на спектральные характеристики зависимости релаксационных процессов от скорости движения атомов// Оптика и спектроскопия, т.45, №1, 1978, С.17-22.
3. *Christensson, N., Polivka T., Yartsev A., Pullerits T.* Photon echo spectroscopy reveals structure-dynamics relationships in carotenoids// Phys. Rev. B, v.79, 2009, p.245118-245118-14.
4. *Guillot-Noël, O., Goldner Ph., Beaudoux F., Le Du Y., Lejay J., Amari A., Walther A., Rippe L., Kröll S.* Hyperfine structure and hyperfine coherent properties of praseodymium in single-crystalline  $\text{La}_2(\text{WO}_4)_3$  by hole-burning and photon-echo techniques// Phys. Rev. B, v.79, 2009, 155119.
5. *Kurnit, N.A., Abella I.D., Hartmann S.R.* Observation of a Photon Echo// Phys. Rev. Lett., v.13, №19, 1964, P. 567-568.
6. *Moiseev, S.A., Tittel W.* Temporal compression of quantum-information-carrying photons using a photon-echo quantum memory approach// Phys. Rev. A, v.82, 2010, p.012309-012309-13.
7. *Yevseyev, I.V., Ishchenko V.N., Khvorostov E.B., Kochubei S.A., Rubtsova N.N.* Relaxation characteristics of  $(6s6p) \ ^3P_1 \ ^{174}\text{Yb}$  level// Laser Phys. Lett., v4, №7, 2007, P. 524-528.

#### COLLISION-INDUCED ECHO AT THE ELLIPTICAL POLARIZATION OF EXCITATION PULSES

**V. Reshetov\*, E. Popov\*, V. Tsikunov\*\*, I. Yevseyev\*\***

*\*Togliatti state university (Togliatti)*

*\*\*National Research Nuclear University «MEPhI» (Moscow)  
31, Kashirskoe shosse, Moscow, 115409, Russia*

*Abstract.* In this article the expressions for the amplitude and polarization of the collision-induced photon echo formed on the transition with the angular momentum change  $0 \leftrightarrow 1$  in ytterbium vapor by the two excitation pulses with mutually orthogonal elliptical polarizations are obtained. It is shown that the intensity of the collision-induced photon

echo signal becomes zero in case of mutually orthogonal circular polarizations of laser excitation pulses and it obtains its maximum value in case of their mutually perpendicular linear polarizations.

All the temporal and polarization properties of collision-induced photon echo are obtained in the framework of the model of the atomic elastic depolarizing collisions.

*Key words:* photon echo, collision-induced echo, polarization properties of photon echo.

УДК 621.382

## **МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ САПР ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ИНДИКАТОРОВ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ СИНТЕЗА КОНСТРУКЦИЙ**

**О.В. Максимова, М.К. Самохвалов**

*Ульяновский государственный технический университет (УлГТУ)  
432027, г. Ульяновск, ул. Северный Венец, д. 32*

*Аннотация:* Проведены исследования и расчеты светотехнических характеристик тонкопленочных электролюминесцентных конденсаторов. Основные характеристики индикаторных приборов определяются ударным возбуждением активаторных центров с последующей излучательной релаксацией. Приведенные соотношения были адаптированы для разработки системы автоматизированного проектирования тонкопленочных электролюминесцентных индикаторов. Произведена оценка влияния на светотехнические характеристики конструктивных параметров. Физические процессы, определяющие работу тонкопленочных электролюминесцентных излучателей, изучены достаточно, что позволяет разрабатывать и производить различные индикаторы и дисплеи.

*Ключевые слова:* тонкопленочный индикатор, яркость, светоотдача, люминофор, активаторные центры, электролюминесценция.

### **Введение**

Для создания системы автоматизации проектирования (САПР) тонкопленочных электролюминесцентных (ТПЭЛ) индикаторных устройств необходимо оценить влияние конструктивных параметров на светотехнические характеристики. Данная потребность вызвана тем, что при разработке ТПЭЛ индикатора параметры яркость, цвет свечения индикатора и контрастность являются критериями технического задания на проектирование, т.е. к этим параметрам предъявляют высокие требования при разработке конструкций ТПЭЛ средств отображения информации. Для формирования математического обеспечения САПР ТПЭЛ устройств необходимо получить аналитические уравнения зависимости светотехнических характеристик от конструктивно-технологических факторов.

### **Влияние конструктивных параметров на яркость ТПЭЛ устройств**

Цвет свечения тонкопленочных электролюминесцентных источников излучения, так же как у порошковых излучателей зависит от материала основы люминофора, природы и концентрации активаторов, условий возбуждения электролюминесценции. При выборе активаторной примеси желательно, чтобы она образовывала центры свечения,