

УДК 535.2

ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВОЕ СТИМУЛИРОВАННОЕ ФОТОННОЕ ЭХО

Есеев И. В., Решетов В. А.

Предсказана новая разновидность фотонного эха в газе — четырехуровневое стимулированное фотонное эхо. Показано, что аналогично модифицированному стимулированному фотонному эху эта разновидность фотонного эха может повторять форму одного из возбуждающих импульсов с одновременным сжатием (уширением); однако время хранения информации в случае четырехуровневого стимулированного фотонного эха может быть значительно большим, чем в случае модифицированного стимулированного фотонного эха.

Среди различных применений фотонного эха особый интерес представляет возможность использования этого явления в оптических системах обработки информации. Такое использование эха основано на эффекте корреляции его формы с формой одного из возбуждающих импульсов. Этот эффект был предсказан теоретически для обычного фотонного эха [1], наблюдался в рубине [2] и в газах [3, 4] и состоит в том, что при определенных условиях сигнал эха повторяет обращенную во времени форму первого возбуждающего импульса.

Разновидность фотонного эха — стимулированное фотонное эхо (СФ эхо) в зависимости от условий возбуждения может повторять форму любого из трех возбуждающих импульсов [5, 6]. Такой эффект уже наблюдался в рубине [2] и в газе SF₆ [7]. Как показано в [8], для модифицированного стимулированного фотонного эха (МСФ эха) в газах эффект корреляции формы эха с формой одного из возбуждающих импульсов приобретает новые черты. В отличие от обычного фотонного эха и от СФ эха, реализуемых в двухуровневых системах, сигнал МСФ эха может не только повторять форму одного из возбуждающих импульсов (прямую или обращенную во времени), но и испытывает при этом растяжение или сжатие. Однако время хранения информации в случае МСФ эха, определяемое временем жизни общего резонансного уровня, сравнительно невелико, так как этот уровень связан с основным оптически разрешенным переходом и быстро распадается за счет спонтанного излучения.

В настоящей работе предсказана новая разновидность фотонного эха в газе — четырехуровневое стимулированное фотонное эхо (ЧСФ эхо), которая может быть реализована в системе четырех энергетических уровней a, d, b и f ($E_a < E_d < E_b < E_f$) тремя возбуждающими импульсами. ЧСФ эхо сохраняет все черты МСФ эха, но время хранения информации с помощью ЧСФ эха может быть значительно большим, поскольку в данном случае информация хранится атомами, находящимися на метастабильном уровне d . В дальнейшем переходы $b \rightarrow a, b \rightarrow d$ и $f \rightarrow d$ считаем оптически разрешенными, переход $d \rightarrow a$ — оптически запрещенным, а уровень d — метастабильным.

Пусть первые два возбуждающие импульса с напряженностями электрического поля

$$E_1 = e^{(1)} I_1 g_1(\xi) \exp [i(\omega_1 \xi + \Phi_1)] + \text{к. с.}, \quad 0 \leq \xi \leq T_1, \quad (1)$$

$$E_2 = e^{(2)} I_2 g_2(\xi - \tau_1 - T_1) \exp [i(\omega_1 \xi + \Phi_2)] + \text{к. с.}, \quad (2)$$

$$\tau_1 + T_1 \leq \xi \leq \tau_1 + T_1 + T_2$$

имеют несущую частоту ω_1 , резонансную частоте ω_0 оптически разрешенного перехода $b \rightarrow a$, и распространяются в положительном направлении оси Z

($\xi = t - z/c$). Здесь $e^{(n)}$, Φ_n , T_n и l_n ($n=1, 2$) — постоянные амплитуда и фаза длительность и вектор поляризации n -го возбуждающего импульса, функция g^n описывает форму n -го возбуждающего импульса и нормирована условием

$$\frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} g_n(s) ds = 1, \quad n = 1, 2, \quad (3)$$

а τ_1 (τ_2) — промежуток времени между первым и вторым (вторым и третьим) возбуждающими импульсами.

Действие на среду первых двух возбуждающих импульсов приводит к неравновесному распределению по скоростям для атомов, находящихся на верхнем b и на нижнем a резонансных уровнях. Эта неравновесность в выражениях для элементов $\rho_{\mu\mu'}^{(aa)}$ и $\rho_{mm'}^{(bb)}$ матрицы плотности описывается фазовым множителем $\exp(-ik_1 v \tau_1)$. Здесь μ , μ' и m , m' — проекции на ось квантования полных угловых моментов J_a и J_b уровней a и b , $k_1 = \omega_1/c$, а v — проекция скорости \mathbf{v} атома на ось Z . Амплитуды $f_q^{(x)}$ разложения компонента $\rho_{mm'}^{(bb)}$ по неприводимым тензорным операторам, которые дают вклад в ЧСФ эха, находятся точно так же, как и в случае СФ эха и МСФ эха, и в приближении малых площадей возбуждающих импульсов при условии точного резонанса $\omega_1 = \omega_0 + \Delta_{ab}^{(1)}$ имеют в момент времени $\xi = \tau_1 + T_1 + T_2$, когда второй возбуждающий импульс покидает точку z газовой среды, следующий вид:

$$f_q^{(x)}(T_2) = (-1)^{1+J_a+J_b} (2J_b + 1)^{1/2} |d_1|^2 e^{(1)T_1} e^{(2)T_2} \hbar^{-2} n_0 f(v) a_1(v) a_2^*(v) \exp[i(\Phi_2 - \Phi_1) - \gamma_{ab}^{(1)} \tau_1] \exp\{-ik_1 v [\tau_1 + (T_1 + T_2)/2]\} \sum_{\sigma_1, \sigma_2} (l_1)_{\sigma_1} (l_2)_{\sigma_2} \begin{Bmatrix} x & 1 & 1 \\ J_a & J_b & J_b \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} x & 1 & 1 \\ -q & \sigma_1 & \sigma_2 \end{Bmatrix}. \quad (4)$$

Здесь d_1 — приведенный матричный элемент оператора дипольного момента перехода $b \rightarrow a$, $n_0 = n_b - n_a$ — плотность разности населенностей зеemannовских компонент резонансных уровней b и a до падения на среду первого возбуждающего импульса, функция $f(v)$ описывает максвелловское распределение по проекциям v скорости атомов на ось Z . Величины $a_n(v)$, $(l_n)_\sigma$ и $\gamma_{ab}^{(1)}$, входящие в (4), определены соотношениями

$$\left. \begin{aligned} a_n(v) &= \frac{1}{T_n} \int_{-T_n/2}^{T_n/2} g_n(s + T_n/2) \exp(ik_1 v s) ds, \quad n = 1, 2, \\ (l_n)_\sigma &= 2^{-1/2} [\exp(-i\psi_n) \delta_{\sigma, -1} - \exp(i\psi_n) \delta_{\sigma, 1}], \\ \gamma_{ab}^{(1)} &= (\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)})/2 + \Gamma_{ab}^{(1)}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где ψ_n — угол, который составляет вектор поляризации n -го возбуждающего импульса с осью X ; $\Gamma_{ab}^{(1)}$ и $\Delta_{ab}^{(1)}$ описывают уширение и сдвиг спектральной линии, соответствующей переходу $b \rightarrow a$, за счет упругих деполяризующих столкновений; a $1/\gamma_a^{(0)}$ и $1/\gamma_b^{(0)}$ — времена жизни уровней a и b , обусловленные радиационным распадом и неупругими газокинетическими столкновениями.

В промежутке времени $0 \leq \xi - \tau_1 - T_1 - T_2 \leq \tau_2$ между вторым и третьим возбуждающими импульсами происходит затухание мультипольных моментов атомов, находящихся на уровне b , из-за упругих и неупругих газокинетических столкновений и за счет спонтанных радиационных переходов на нижние уровни d и a , связанные с уровнем b оптически разрешенными переходами. Поскольку эффекты отдачи при спонтанном излучении малы, то можно считать, что распределение атомов по скоростям при этом не меняется. Это означает, что фазовая память в процессе спонтанных радиационных переходов переносится с элементов матрицы плотности $\rho_{mm'}^{(bb)}$ на элементы матрицы плотности $\rho_{\nu\nu'}^{(dd)}$, описывающие атомы, находящиеся на метастабильном уровне d . Этот процесс описывается следующими уравнениями для амплитуд $f_q^{(x)}$ и $\varphi_q^{(x)}$ разложения элементов матрицы плотности $\rho_{mm'}^{(bb)}$ и $\rho_{\nu\nu'}^{(dd)}$ по неприводимым тензорным операторам:

$$\dot{f}_q^{(x)} + \gamma_b^{(x)} f_q^{(x)} = 0, \quad (6)$$

$$\dot{\varphi}_q^{(x)} + \gamma_a^{(x)} \varphi_q^{(x)} = \Gamma_x(J_b, J_a) f_q^{(x)}, \quad (7)$$

$$\Gamma_x(J_b, J_d) = (-1)^{1+x+J_b+J_d} [(2J_b+1)(2J_d+1)]^{1/2} \gamma_{bd} \begin{Bmatrix} J_b & J_b \\ 1 & J_d & J_d \end{Bmatrix}, \quad (8)$$

$$\gamma_{b,d}^{(x)} = \gamma_{b,d}^{(0)} + \Gamma_{b,d}^{(x)}.$$

Здесь $1/\gamma_d^{(0)}$ — время релаксации населенности уровня d за счет радиационного распада и неупругих газокинетических столкновений, $1/\gamma_{bd}$ — время жизни уровня b по отношению к спонтанному распаду на уровень d , а величины $\Gamma_b^{(x)}$ и $\Gamma_d^{(x)}$ описывают действие упругих деполяризующих столкновений, причем $\Gamma_{b,d}^{(0)}=0$, так как упругие столкновения не меняют населенностей уровней.

При решении системы уравнений (6) и (7) начальное значение $\varphi_q^{(x)}$ равно нулю, а начальное значение $f_q^{(x)}$ задается выражением (4). В результате в момент времени $\xi = \tau_1 + \tau_2 + T_1 + T_2$ перед приходом в точку z газовой среды третьего возбуждающего импульса величины $\varphi_q^{(x)}(\tau_2)$, описывающие атомы, находящиеся на уровне d , имеют вид

$$\varphi_q^{(x)}(\tau_2) = f_q^{(x)}(T_2) \Gamma_x(J_b, J_d) (\gamma_b^{(x)} - \gamma_d^{(x)})^{-1} [\exp(-\gamma_d^{(x)}\tau_2) - \exp(-\gamma_b^{(x)}\tau_2)]. \quad (9)$$

Третий возбуждающий импульс с напряженностью электрического поля

$$E_3 = e^{(3)} I_{x3} g_3 (\xi - \tau_1 - \tau_2 - T_1 - T_2) \exp[i(\omega_2 \xi + \Phi_3)] + \text{к. с.}, \quad (10)$$

$$0 \leq \xi - \tau_1 - \tau_2 - T_1 - T_2 \leq T_3$$

распространяется с несущей частотой ω_2 , резонансной частоте $\bar{\omega}_0$ оптически разрешенного перехода $f \rightarrow d$. В формуле (10) величины $e^{(3)}$, Φ_3 и T_3 — постоянные амплитуда, фаза и длительность третьего возбуждающего импульса; функция g_3 описывает его форму и нормирована условием (3) при $n=3$, I_x — орт декартовой оси X , которая направлена вдоль вектора поляризации третьего возбуждающего импульса. Этот импульс переносит когерентность, созданную первыми двумя возбуждающими импульсами в мультипольных моментах $\varphi_q^{(x)}$ метастабильного уровня d , на дипольный момент поляризации среды, который совершает быстрые колебания с частотой ω_2 .

В результате в момент времени приблизительно равный $\tau_2 + \tau_1 (1 + \omega_1/\omega_2)$ среда испускает импульс когерентного электромагнитного излучения — ЧСФ эхо, напряженность электрического поля которого при точном резонансе $\omega_2 = \bar{\omega}_0 + \Delta_{df}^{(1)}$ выражается формулой

$$E = \frac{\pi}{\hbar^3} \omega_2 \frac{L}{c} |d_1|^2 |d_2|^2 e^{(1)} T_1 e^{(2)} T_2 e^{(3)} T_3 n_0 I_3 e^3 \times$$

$$\times \exp[-\gamma_{df}^{(1)} t' - \gamma_{ab}^{(1)} \tau_1 + i(\omega_2 \xi + \Phi_3 + \Phi_2 - \Phi_1)] + \text{к. с.} \quad (11)$$

Здесь величины $\gamma_{df}^{(1)}$, $\Delta_{df}^{(1)}$ и d_2 имеют тот же смысл для перехода $f \rightarrow d$, что и соответственно величины $\gamma_{ab}^{(1)}$, $\Delta_{ab}^{(1)}$ и d_1 для перехода $b \rightarrow a$, L — протяженность газовой среды, $t' = \xi - \tau_1 - \tau_2 - T_1 - T_2 - T_3$. Форма импульса ЧСФ эха описывается действительным интегралом

$$I_3 = \int f(v) a_1(v) a_2^*(v) a_3^*(v) \exp[ik_2 v (t' - t_3)] dv, \quad (12)$$

где $k_2 = \omega_2/c$, $t_3 = \omega_1 [(2\tau_1 + T_1 + T_2)/(2\omega_2) - T_3/2]$, а $a_3(v)$ получается из формулы (5) при $n=3$ с помощью замены $k_1 \rightarrow k_2$. Наконец, вектор e^3 , описывающий поляризационные свойства ЧСФ эха, имеет следующие отличные от нуля компоненты:

$$e_x^3 = \frac{2}{3} b_0(\tau_2) \cos(\psi_1 - \psi_2) + \frac{2}{3} b_2(\tau_2) [2 \cos \psi_1 \cos \psi_2 - \sin \psi_1 \sin \psi_2], \quad (13)$$

$$e_y^3 = b_1(\tau_2) \sin(\psi_1 - \psi_2) + b_2(\tau_2) \sin(\psi_1 + \psi_2), \quad (14)$$

где

$$b_x(\tau_2) = (-1)^{J_a+J_b+J_d+J_f} \left(\frac{2J_b+1}{2J_d+1} \right)^{1/2} \begin{Bmatrix} x & 1 & 1 \\ J_f & J_d & J_d \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} x & 1 & 1 \\ J_a & J_b & J_b \end{Bmatrix} \Gamma_x(J_b, J_d) \times$$

$$[\exp(-\gamma_b^{(x)}\tau_2) - \exp(-\gamma_d^{(x)}\tau_2)] (\gamma_d^{(x)} - \gamma_b^{(x)})^{-1}. \quad (15)$$

ЧСФ эхо (11)–(15) распространяется в том же направлении, что и возбуждающие импульсы, с несущей частотой ω_2 и линейно поляризованно. Отметим,

что поляризационные свойства ЧСФ эха, сформированного возбуждающими импульсами малой площади, не зависят от их формы.

При теоретическом описании формирования ЧСФ эха важную роль играет соотношение между обратными длительностями $1/T_i$ ($i=1, 2, 3$) возбуждающих импульсов и неоднородными ширинами резонансных спектральных линий $k_i u$ ($i=1, 2$). Здесь u — средняя квадратичная скорость атомов газа. Если $k_i u T_i \ll 1$, то будем говорить, что i -я спектральная линия является узкой для i -го возбуждающего импульса. Если, наоборот, $k_i u T_i \gg 1$, то будем говорить, что спектральная линия — широкая.

Рассмотрим сначала формирование ЧСФ эха на узких для всех трех возбуждающих импульсов спектральных линиях ($k_1 u T_1 \ll 1$, $k_1 u T_2 \ll 1$, $k_2 u T_3 \ll 1$). В этом случае из (12) получим

$$I_3 = \exp \left\{ -\frac{1}{4} [k_2 u (t' - t_3)]^2 \right\}. \quad (16)$$

Таким образом, максимум интенсивности ЧСФ эха, сформированного на узких спектральных линиях, имеет место в момент времени $t' = t_3$, а длительность импульса ЧСФ эха — порядка $1/(k_2 u)$.

Если ЧСФ эхо формируется на широкой для одного из возбуждающих импульсов и узких для двух других спектральных линиях, то импульс эха будет повторять форму того возбуждающего импульса, для которого спектральная линия является широкой. Так, при $k_1 u T_1 \gg 1$, $k_1 u T_2 \ll 1$ и $k_2 u T_3 \ll 1$ из (12) получим

$$I_3 = \frac{2\sqrt{\pi}}{k_1 u T_1} g_1 \left[-\frac{k_2}{k_1} (t' - t_3) + \frac{1}{2} T_1 \right]. \quad (17)$$

Следовательно, в этом случае импульс ЧСФ эха повторяет форму первого возбуждающего импульса, обращенную во времени. При этом длительность импульса ЧСФ эха равна $k_1 T_1 / k_2$. Далее, если $k_1 u T_1 \ll 1$, $k_1 u T_2 \gg 1$ и $k_2 u T_3 \ll 1$, то из (12) имеем

$$I_3 = \frac{2\sqrt{\pi}}{k_1 u T_2} g_2 \left[\frac{k_2}{k_1} (t' - t_3) + \frac{1}{2} T_2 \right]. \quad (18)$$

Таким образом, в этом случае импульс ЧСФ эха повторяет форму второго возбуждающего импульса, а его длительность равна $k_1 T_2 / k_2$. Наконец, если $k_1 u T_1 \ll 1$, $k_1 u T_2 \ll 1$ и $k_2 u T_3 \gg 1$, то из (12) получим

$$I_3 = \frac{2\sqrt{\pi}}{k_2 u T_3} g_3 \left(t' - t_3 + \frac{1}{2} T_3 \right). \quad (19)$$

Итак, в этом случае импульс ЧСФ эха повторяет форму третьего возбуждающего импульса.

Из трех рассмотренных случаев наиболее удобными для целей записи и обработки информации являются первый и второй случаи, описываемые формулами (17) и (18), когда записываемая информация задается формой первого или второго возбуждающих импульсов. При этом время хранения информации, т. е. время между прохождением через среду «информационного» импульса и возникновением в среде сигнала ЧСФ эха, определяется в основном временем задержки τ_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами. Время задержки τ_2 в свою очередь, как следует из (13)–(15), определяется максимальным из времен релаксации $1/\gamma_d^{(x)}$ ($x=0, 1, 2$) метастабильного уровня d и может быть значительно большим, чем для МСФ эха. При этом ЧСФ эхо сохраняет все основные достоинства МСФ эха, т. е. возможность растяжения (сжатия) во времени воспроизводимых импульсов и возможность обращения во времени их формы.

Подчеркнем, что для описания процессов необратимой релаксации в проведенных вычислениях использовалась модель упругих деполяризующих столкновений. Однако если время жизни $1/\gamma_d^{(0)}$ уровня d достаточно велико, то необходимо будет учесть процессы столкновений с изменением скорости и вылета

атомов газа из рабочей области. При больших $1/\gamma_d^{(0)}$ именно эти процессы будут ограничивать время хранения информации с помощью ЧСФ эха.

Следует отметить, что формулы (17)—(19), полученные в пределе малых площадей всех возбуждающих импульсов, остаются справедливыми и при произвольных площадях тех двух из них, для которых в данном случае спектральные линии являются узкими. Использование двух возбуждающих импульсов с оптимальными значениями площадей увеличит интенсивность ЧСФ эха, однако это не скажется на предсказанном эффекте — возможности достаточно длительного хранения информации о форме первого или второго возбуждающего импульса и воспроизведении их формы с одновременным растяжением (сжатием).

В заключение укажем, что формулы (11)—(15) позволяют проводить спектроскопические исследования времен релаксации населенности $1/\gamma_d^{(0)}$, ориентации $1/\gamma_d^{(1)}$ и выстраивания $1/\gamma_d^{(2)}$ уровня d . Для этого нужно соответствующим образом выбирать углы между векторами поляризации возбуждающих импульсов и исследовать затухание компонент вектора напряженности электрического поля ЧСФ эха с ростом промежутка времени τ_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами.

Авторы признательны В. М. Ермаченко за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Елютин С. О., Захаров С. М., Манькин Э. А. — ЖЭТФ, 1979, т. 76, в. 3, с. 835—845.
- [2] Зуйков В. А., Самарцев В. В., Усманов Р. Г. — Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, в. 4, с. 293—297.
- [3] Рубцова Н. Н. — Автореф. канд. дис. Новосибирск, 1983.
- [4] Carlson N. W., Rothberg L. J., Yodh A. G. et al. — Opt. Lett., 1983, v. 8, N 9, p. 483—485.
- [5] Елютин С. О., Захаров С. М., Манькин Э. А. — Опт. и спектр., 1982, т. 52, в. 4, с. 577—579.
- [6] Евсеев И. В., Решетов В. А. — Опт. и спектр., 1982, т. 53, в. 5, с. 796—799.
- [7] Василенко Л. С., Рубцова Н. Н. — Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 1, с. 52—56.
- [8] Евсеев А. В., Евсеев И. В., Решетов В. А. — Препринт ИАЭ-3849/1. М., 1983; Yevseyev I. V., Yermachenko V. M., Reshetov V. A. — J. Phys. B, 1986, v. 19, N 2, p. 185—198.

Поступило в Редакцию 14 апреля 1986 г.