Краткие сообщения по физике № 1-1986 г.

УДК 535.853.4

О ВЛИЯНИИ ОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ НА ЗАПИСЬ И ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО–ВРЕМЕННЫХ ГОЛОГРАММ В ВЫСОКОСЕЛЕКТИВНЫХ ФОТОХРОМНЫХ СРЕДАХ

Т.И. Кузнецова

Анализируется воздействие немонохроматического излучения на светочувствительную среду со специфическими свойствами. Указана зависимость характеристик восстанавливаемого сигнала от времени поперечной релаксации среды.

В /1/ были осуществлены голографическая запись и воспроизведение временной структуры световых полей пикосекундного масштаба. Это достижение основывалось на исключительных свойствах фотохромного материала с высокой спектральной селективностью. Из-за необычных свойств светочувствительного материала такая схема записи, в отличие от схемы пространственно-временной голографии, предложенной в /2/ и рассчитанной на традиционные материалы, требует специального анализа процесса взаимодействия излучения с веществом. В /3/ была дана теория такого процесса в пренебрежении однородной шириной перехода (время релаксации дипольного момента T_2 предполагалось бесконечно большим).

Рассмотрим влияние скорости релаксации на запись и воспроизведение временных характеристик излучения. Ограничимся двухуровневым приближением и будем исходить из уравнений

$$\frac{dn_1}{dt} + \gamma_1 (n_1 - \bar{n}_1) = -i\frac{p}{\hbar}\left[\int \mathcal{E}(\omega')e^{i\omega' t}d\omega' + \int \mathcal{E}^*(\omega')e^{-i\omega' t}d\omega'\right](\rho_{12} - \rho_{12}^*) \tag{1}$$

$$\frac{dn_2}{dt} + \gamma_2 n_2 = i\frac{p}{\hbar}\left[\int \mathcal{E}(\omega')e^{i\omega' t}d\omega' + \int \mathcal{E}^*(\omega')e^{-i\omega' t}d\omega'\right](\rho_{12} - \rho_{12}^*) \tag{2}$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} + [\gamma_{12} - i(\omega_0 + \Omega)]\rho_{12} = i\frac{p}{\hbar}\left[\int \mathcal{E}(\omega')e^{i\omega' t}d\omega' + \int \mathcal{E}^*(\omega')e^{-i\omega' t}d\omega'\right](n_2 - n_1). \tag{3}$$

Здесь $\mathcal{E}(\omega)$ – временные фурье-компоненты светового поля; ρ_{12}, n_1, n_2 – недиагональный и диагональные элементы матрицы плотности; $\gamma_{12}, \gamma_1, \gamma_2$ – времена релаксации; $\omega_0 + \Omega$ – собственная частота перехода. Уравнения (1) – (3) описывают набор поглощающих центров, характеризуемых различными значениями частот перехода, сосредоточенными вблизи ω_0; различны также и величины $\bar{n}_1(\Omega)$ – равновесные значения заселенности n_1. Полагая $\gamma_1 = 0$ (нераспадающееся состояние), $\gamma_2 = \infty$ (быстрый уход на третий уровень), обозначим $\gamma_{12} = T_2^{-1}$. Считая, что спектр поля, как и спектр поглотителей, сосредоточен вблизи ω_0, и пользуясь условием $\gamma_{12} \equiv T_2^{-1} \ll 2\omega_0$, отбросим второе (нерезонансное) слагаемое в квадратных скобках в (3) (приближение вращающегося поля). Кроме того, будем считать поле слабым. Используя разложение искомых величин по полю, получим решение (1) – (3) в виде

$$\rho_{12} = n_1(-\infty, \Omega)\, i\frac{p}{\hbar}\int \mathcal{E}(\omega')\frac{e^{i\omega' t}}{T_2^{-1} + i(\omega' - \omega_0 - \Omega)}d\omega' \tag{4}$$

$$n_1 = n_1(-\infty, \Omega) + i\frac{p}{\hbar}\int_{-\infty}^{t} dt\left[\int \mathcal{E}(\omega')e^{i\omega' t}(-\rho_{12}^*)d\omega' + \int \mathcal{E}^*(\omega')e^{-i\omega' t}\rho_{12}d\omega'\right]. \tag{5}$$

Здесь предполагается, что при $t = -\infty$ система находилась в состоянии $n_1 = n_1(-\infty, \Omega)$, $n_2 = 0$, $\rho_{12} = 0$, а поле, действующее на систему, сосредоточено на конечном временном интервале и при $t = \pm\infty$ отсутствует.

Рассматривая процесс записи, положим $n_1(-\infty, \Omega) = \bar{n}_1(\Omega)$, $t = +\infty$. Тогда, подставляя (4) в (5) и выполняя в (5) интегрирование по времени, получим

$$n_1 = \bar{n}_1(\Omega) - \left(\frac{p}{\hbar}\right)^2 \frac{2\pi}{T_2} \bar{n}_1(\Omega) \int d\omega' \frac{\mathcal{E}(\omega')\mathcal{E}^*(\omega')}{(1/T_2)^2 + (\omega' - \omega_0 - \Omega)^2}. \tag{6}$$

Рассматривая процесс восстановления, возьмем в качестве начального условия n_1 из (6). Кроме того, следует ввести новое обозначение для поля, действующего на этапе восстановления. Обозначим спектральные компоненты восстанавливающего поля через $\mathcal{E}_r(\omega)$. Тогда из (4) получим

$$\rho_{12} = i\frac{p}{\hbar}\bar{n}_1(\Omega)\left[1 - \left(\frac{p}{\hbar}\right)^2 \frac{2\pi}{T_2} \int d\omega' \frac{\mathcal{E}(\omega')\mathcal{E}^*(\omega')}{(1/T_2)^2 + (\omega' - \omega_0 - \Omega)^2}\right] \int d\omega'' \frac{\mathcal{E}_r(\omega'')e^{i\omega'' t}}{1/T_2 + i(\omega'' - \omega_0 - \Omega)}. \tag{7}$$

Отклик всех молекул на восстанавливающее поле дается интегралом от величины (7) по частотам Ω:

$$\int \rho_{12}(\Omega)d\Omega = i\frac{p}{\hbar}\int d\Omega \bar{n}_1(\Omega)\left[1 - \left|\frac{p}{\hbar}\right|^2 \frac{2\pi}{T_2}\int d\omega' \frac{\mathcal{E}(\omega')\mathcal{E}^*(\omega')}{(1/T_2)^2 + (\omega' - \omega_0 - \Omega)^2}\right] \times$$
$$\times \int d\omega'' \frac{\mathcal{E}_r(\omega'')e^{i\omega'' t}}{1/T_2 + i(\omega'' - \omega_0 - \Omega)}. \tag{8}$$

Формула (8) может служить основой для анализа характеристик восстановленного поля. В этой записи явно не выделена зависимость полей от пространственных координат, однако можно считать, что оба поля изменяются и во времени, и в пространстве. Проанализируем только временны́е характеристики, представив поле $\mathcal{E}$, действующее при записи, в виде суммы полей сигнала и опорного импульса

$$\mathcal{E}(\omega) = \mathcal{E}_s(\omega) + \mathcal{E}_0(\omega). \tag{9}$$

Будем считать, что опорный импульс, действующий в момент $t = t_0$, и восстанавливающий $(t = t_r)$ являются короткими по сравнению со всеми характерными для среды и для сигнала временами, т. е. будем описывать их δ-функциями. Тогда спектр восстанавливающего импульса будет

$$\mathcal{E}_r(\omega) = (A/2\pi)e^{-i\omega t_r}, \tag{10}$$

а опорного

$$\mathcal{E}_0(\omega) = (A/2\pi)e^{-i\omega t_0}. \tag{11}$$

Подставляя (9), (11) в (8) и используя (10), выполним в (8) интегрирование по ω'':

$$\int \rho_{12}(\Omega)d\Omega = i\frac{p}{\hbar}\int d\Omega\bar{n}_1(\Omega)e^{[i(\omega_0+\Omega) - 1/T_2](t - t_r)}\Theta(t - t_r)\Big\{1 -$$
$$-\left|\frac{p}{\hbar}\right|^2 \frac{2\pi}{T_2}\int d\omega'\left[\left|\frac{A}{2\pi}\right|^2 + \frac{A^*}{2\pi}e^{i\omega' t}\mathcal{E}_s(\omega') + \frac{A}{2\pi}e^{-i\omega' t_0}\mathcal{E}_s^*(\omega') + \mathcal{E}_s\mathcal{E}_s^*\right] \times \tag{12}$$
$$\times\left[\left|\frac{1}{T_2}\right|^2 + (\omega' - \omega_0 - \Omega)^2\right]^{-1}\Big\}$$

Пренебрегая в (12) зависимостью $\overline{n}_1(\Omega)$ и интегрируя по Ω (видно, что, например, для дисперсионного контура $\overline{n}_1(\Omega)$ интегрирование также легко выполняется), получаем

$$\int \rho_{12}(\Omega)\,d\Omega = i\,\frac{p}{\hbar}\,\overline{n}_1\,\pi \Big\{ \delta(t-t_r) - \left(\frac{p}{\hbar}\right)^2 e^{-2(t-t_r)/T_2}\,\Theta(t-t_r)\ \times$$

$$\times\,[A^*\mathcal{E}_s(t-t_r+t_0) + A\mathcal{E}_s^*(t_r+t_0-t) + \int dt'\,\mathcal{E}_s(t')\,\mathcal{E}_s^*(t'-t+t_r)]\Big\}. \qquad (13)$$

Здесь в первом слагаемом в фигурных скобках отброшены величины порядка $(pA/\hbar)^2$, через Θ обозначена ступенчатая функция Хевисайда. Отметим, что первое слагаемое в квадратных скобках в (13) описывает часть сигнала, запаздывающую относительно опорного импульса, а второе слагаемое в квадратных скобках – часть сигнала, опережающую опорный импульс, причем эта часть восстанавливается в обратном ходе времени. По существу, формула (13) совпадает с формулой (11) из /3/, единственное отличие состоит в наличии затухания, т. е. множителя $e^{-2(t-t_r)/T_2}$. Напомним, что в /1/ цуг импульсов, одинаковых при записи, при восстановлении оказывался затухающим. Однако нельзя говорить о согласии (13) с экспериментом, так как наблюдавшееся в /1/ время затухания было значительно меньше величины $T_2/2$. Для объяснения этого расхождения требуется более подробный анализ условий эксперимента, принимающий во внимание реальную длительность опорного и восстанавливающего импульсов, а также нелинейность процесса записи. Такой анализ непременно должен включать учет однородного уширения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ребане А. К., Каарли Р. К., Саари П. М. Письма в ЖЭТФ, 38, 320 (1983).
2. Зубов В. А., Крайский А. В., Кузнецова Т. И. Письма в ЖЭТФ, 13, 443 (1971).
3. Саари П., Ребане А. Известия АН ЭССР. Физика. Математика. 33, № 3, 322 (1984).

Поступила в редакцию 31 октября 1985 г.