УДК 539.186

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ПРИ ПОМОЩИ СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА

А. И. Алексеев и *А. М. Башаров*

Исследовано влияние радиационного распада и упругих атомных столкновений на стимулированное фотонное эхо в газе, образованное тремя последовательными импульсами двух бегущих и одной стоячей волн. Установлено, что в этом случае стимулированное фотонное эхо представляет собой суперпозицию прямого и обращенного эха, поведение которых зависит от угла поляризации между бегущими волнами и стоячей волной, интервалов времени между возбуждающими импульсами, а также релаксационных процессов. Законы затухания и поляризационные свойства прямого и обращенного эха дают возможность экспериментально определять уширение и сдвиг спектральной линии, ширины верхнего и нижнего резонансных уровней, а также изучать упругие атомные столкновения.

В последние годы широко обсуждается перспективность использования фотонного эха в газе для определения релаксационных характеристик резонансного атомного перехода и для изучения упругих атомных столкновений. Экспериментальные и теоретические исследования выполнялись в случаях возбуждения резонансной газовой среды двумя последовательными импульсами только бегущих [1, 2] или только стоячих [3-5] волн, а также бегущей и стоячей волнами [6, 7]. В ряде работ [4, 8, 9] отмечено, что возможности метода фотонного эха значительно расширяются, если исследуемая резонансная среда облучается тремя возбуждающими импульсами. В этом случае возникают несколько фотонных эхо, которые несут богатую спектроскопическую информацию.

В настоящей работе впервые теоретически изучено стимулированное фотонное эхо (СФЭ), образованное в газе тремя последовательными возбуждающими световыми импульсами, из которых первые два линейно поляризованы и являются бегущими волнами, а последний — стоячая волна, поляризованная под некоторым углом к этим бегущим волнам. Длительности τ_1, τ_2 и τ_3 возбуждающих импульсов малы по сравнению с интервалами времени между ними τ_{12} и τ_{23}. СФЭ появляется спустя промежуток времени τ_{12} после действия третьего импульса и представляет собой суперпозицию двух противоположно направленных волн когерентного излучения возбужденных атомов газа. Указанное когерентное излучение в направлении возбуждающих импульсов бегущих волн назовем прямым стимулированным фотонным эхо (ПСФЭ). Оно во многом аналогично СФЭ, образованному тремя импульсами бегущих волн одинакового направления [8, 9]. Между тем противоположно направленное когерентное излучение (обращенное стимулированное фотонное эхо, или коротко ОСФЭ) имеет другие свойства по сравнению с СФЭ. В частности, ОСФЭ легко отделяется от возбуждающих импульсов, что улучшает условия его экспериментального наблюдения. Поляризация и интенсивность ПСФЭ и ОСФЭ сильно зависят от характеристик атомного перехода и упругих атомных столкновений. Это позволяет путем сравнения полученных формул с экспериментальными результатами не только вычислять ширины верхнего и нижнего уровней, определять сдвиг и уширение спектральной линии, но и изучать характеристики упругих атомных столкновений при любой кратности вырождения резонансных энергетических уровней. Важно подчеркнуть, что ПСФЭ и ОСФЭ дают возможность получать информацию о релаксации населенностей резонансных уровней и затухании оптической когерентности в отдельности. Более того, можно определять отдельно вклады от радиационного распада и упругих атомных столкновений. Эти выводы вытекают из анализа найденных общих формул и их применения к конкретным атомным переходам с изменением полного момента $3/2 \rightleftarrows 1/2$. Однако проведенные рассуждения справедливы для любой кратности вырождения резонансных уровней и произвольного соотношения между ширинами спектральной линии и частотных спектров возбуждающих импульсов.

Метод вычислений и основные соотношения

Пусть резонансная газовая среда последовательно облучается двумя импульсами бегущих и одним импульсом стоячей волн

$$\mathbf{E}_1 = (\mathbf{l}_z \cos\psi_1 + \mathbf{l}_x \sin\psi_1)\, a_1 \cos(\omega t - ky + \Phi_1), \quad 0 \leqslant t - y/c \leqslant \tau_1, \tag{1}$$

$$\mathbf{E}_2 = (\mathbf{l}_z \cos\psi_2 + \mathbf{l}_x \sin\psi_2)\, a_2 \cos(\omega t - ky + \Phi_2), \quad \tau_1 + \tau_{12} \leqslant t - y/c \leqslant \tau_1 + \tau_2 + \tau_{12}, \tag{2}$$

$$\mathbf{E}_3 = \mathbf{l}_z a_3 \cos(ky + \varphi) \cos(\omega t + \Phi_3), \quad \tau_1 + \tau_2 + \tau_{12} + \tau_{23} \leqslant t \leqslant \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_{12} + \tau_{23}. \tag{3}$$

Здесь амплитуды a_1, a_2 и a_3 внешнего электрического поля и сдвиги фаз Φ_1, Φ_2, Φ_3 и φ — постоянные вещественные величины, $\mathbf{l}_x$ и $\mathbf{l}_z$ — орты декартовых осей X и Z, а ψ_1 и ψ_2 — произвольные углы между плоскостями поляризации бегущих и стоячей волн.

В результате взаимодействия импульсов (1)—(3) с резонансными атомами в газовой среде образуется сложное электрическое поле $\mathbf{E}$, которое описывается при помощи уравнения Даламбера для $\mathbf{E}$ и квантовомеханического уравнения для матрицы плотности ρ

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\mathbf{E} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int \mathrm{Sp}\,(\rho\mathbf{d})\, d\mathbf{v}, \tag{4}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_y \frac{\partial}{\partial y}\right)\rho = \frac{i}{\hbar}\left[\rho\,(H - \mathbf{Ed}) - (H - \mathbf{Ed})\,\rho\right] + \hat{\Gamma}\rho, \tag{5}$$

где $\mathbf{d}$ — оператор электрического дипольного момента, H — гамильтониан свободного атома в системе центра инерции, а релаксационный оператор $\hat{\Gamma}\rho$ учитывает радиационный распад, упругие и неупругие атомные столкновения и заселение уровней согласно больцмановскому распределению. Для резонансных состояний атома величина $\hat{\Gamma}\rho$ имеет вид [7]

$$(\hat{\Gamma}\rho)_{\mu m} = +(\gamma + {}_a\gamma_b)\,\rho_{\mu m}/2 - \sum_{\varkappa q \mu' m'} (-1)^{2j_b + \mu + \mu'} (2\varkappa + 1)\,\Gamma^{(\varkappa)} \begin{pmatrix} j_b & j_a & \varkappa \\ \mu & -m & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_b & j_a & \varkappa \\ \mu' & -m' & q \end{pmatrix} \rho_{\mu' m'},$$

$$(\hat{\Gamma}\rho)_{mm'} = \frac{\gamma_a N_a}{2j_a + 1} f(v)\,\delta_{mm'} - \gamma_a \rho_{mm'} -$$

$$- \sum_{\varkappa q m_1 m_1'} (-1)^{2j_a + m + m_1} (2\varkappa + 1)\,\Gamma_a^{(\varkappa)} \begin{pmatrix} j_a & j_a & \varkappa \\ m & -m' & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_a & j_a & \varkappa \\ m_1 & -m_1' & q \end{pmatrix} \rho_{m_1 m_1'}.$$

Величина $(\hat{\Gamma}\rho)_{\mu\mu'}$ получается из $(\hat{\Gamma}\rho)_{mm'}$ путем одновременной замены индексов $a \to b$ и $m \to \mu$. Здесь матрицы плотности $\rho_{\mu\mu'}$ и $\rho_{mm'}$ характеризуют атом соответственно на верхнем и нижнем возбужденных резонансных уровнях с энергиями E_b и E_a, а также полными моментами j_b и j_a. Матрица плотности $\rho_{\mu m}$ описывает переходы между указанными уровнями, вырождение которых связано с проекциями μ и m полных моментов. Частота $\omega_0 = (E_b - E_a)/\hbar$ атомного перехода $j_b \to j_a$ близка к частоте $\omega = kc$ импульсов (1)—(3). Далее N_b и N_a — стационарные плотности атомов на верхнем и нижнем уровнях в отсутствие внешних полей (1)—(3), v_y — проекция тепловой скорости $\mathbf{v}$ на декартовую ось Y, u — наиболее вероятная скорость резонансных атомов и $f(v) = (\pi^{1/2} u)^{-3} \exp(-v^2/u^2)$ — распределение Максвелла. Постоянные $\hbar\gamma_b$ и $\hbar\gamma_a$ представляют собой парциальные ширины верхнего и нижнего уровней, обусловленные радиационным распадом и неупругими газокинетическими столкновениями, а величины $\hbar\Gamma_b^{(\varkappa)}$ и $\hbar\Gamma_a^{(\varkappa)}$ представляют вклад упругих атомных столкновений в ширины верхнего и нижнего уровней. Ширины уровней $\hbar(\gamma_a + \Gamma_a^{(\varkappa)})$ и $\hbar(\gamma_b + \Gamma_b^{(\varkappa)})$ велики по сравнению с парциальной шириной $\hbar\gamma$ верхнего уровня, связанной с вероятностью γ спонтанного излучения кванта $\hbar\omega_0$ изолированным атомом $\gamma = 4\,|d|^2\omega_0^3/3\,(2j_b + 1)\,\hbar c^3$, где d — приведенный дипольный момент [10].

Вещественная и мнимая части величины $\Gamma^{(1)}$ описывают уширение и сдвиг спектральной линии, которые обусловлены упругими атомными столкновениями.

Величины $\Gamma^{(\varkappa)}$ с $\varkappa > 1$ характеризуют релаксацию мультипольных моментов атомного перехода. Отметим, что поскольку упругие атомные столкновения не меняют заселенностей уровней, выполняется соотношение

$$\Gamma_a^{(0)} = \Gamma_b^{(0)} = 0.$$

Перед возбуждением импульса (1) газовая среда находилась в равновесном состоянии, которое описывается матрицами плотности

$$\rho_{\mu\mu'}|_{t=0} = \frac{N_b f(v)}{2j_b + 1}\delta_{\mu\mu'}, \quad \rho_{mm'}|_{t=0} = \frac{N_a f(v)}{2j_a + 1}\delta_{mm'}, \quad \rho_{\mu m}|_{t=0} = 0.$$

Решение уравнений (4) и (5) будем искать в двухуровневом приближении для оптически тонкой среды. При этом длительности τ_1, τ_2 и τ_3 импульсов (1)—(3) считаем малыми

$$(\gamma_a + \gamma_b + \Gamma^{(\varkappa)\prime})\tau_n \ll 1, \quad |\Gamma^{(\varkappa)\prime\prime}|\tau_n \ll 1, \quad \Gamma_a^{(\varkappa)}\tau_n \ll 1,$$
$$\Gamma_b^{(\varkappa)}\tau_n \ll 1, \quad |\omega - \omega_0|\tau_n \ll 1, \quad n = 1,\ 2,\ 3,$$

где штрихом и двумя штрихами обозначены вещественная и мнимая части величины $\Gamma^{(\varkappa)}$. Следовательно, во время действия импульсов (1)—(3) необратимой релаксацией и расстройкой $\omega - \omega_0$ в (5) можно пренебречь. Однако $\tau_{12} \gg \tau_n$ и $\tau_{23} \gg \tau_n$, где $n = 1, 2, 3$, поэтому в промежутках времени между действиями импульсов (1)—(3) и после них необходимо учитывать в (5) необратимую релаксацию и расстройку.

Согласно принятому способу вычислений в уравнении (5) в течение действия импульсов (1) и (2) полагаем соответственно $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E} = \mathbf{E}_2$. Тогда общее решение уравнения (5) в поле бегущей волны вида (1) и (2) с учетом вырождения уровней запишется так

$$\rho_{\mu m} = R_{\mu m}\exp[i(ky - \omega t - \Phi_n)], \quad \rho_{\mu\mu'} = R_{\mu\mu'}, \quad \rho_{mm'} = R_{mm'},$$

где значения $n = 1$ и $n = 2$ относятся к (1) и (2), а матрица $R = R(t)$ имеет вид

$$R(t) = S(t,\ t_0)\,R(t_0)\,S^+(t,\ t_0). \tag{6}$$

Здесь t_0 — начальный момент времени, а оператор эволюции $S(t, t_0)$ в матричном обозначении принимает простой вид, когда ось квантования выбрана вдоль вектора поляризации $\mathbf{l}_z\cos\psi_n + \mathbf{l}_x\sin\psi_n$ бегущей волны, а именно

$$\left.\begin{aligned} S_{mm'}(t,\ t_0) &= A_m\delta_{mm'}, & S_{\mu\mu'}(t,\ t_0) &= A^*_\mu\delta_{\mu\mu'}, \\ S_{\mu m}(t,\ t_0) &= iB_\mu\delta_{\mu m}, & S_{m\mu}(t,\ t_0) &= iB^*_\mu\delta_{\mu m}, \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

где обозначено

$$A_\nu = \cos\frac{\Omega_{n\nu}(t - t_0)}{2} + i\frac{\eta}{\Omega_{n\nu}}\sin\frac{\Omega_{n\nu}(t - t_0)}{2},$$

$$B_\nu = (-1)^{j_b - \nu}\frac{a_n\Theta_\nu d}{\hbar\Omega_{n\nu}}\sin\frac{\Omega_{n\nu}(t - t_0)}{2},$$

$$\Omega_{n\nu} = [\eta^2 + (a_n|d|\Theta_\nu/\hbar)^2]^{1/2}, \quad \eta = kv_y,$$
$$\Theta_\nu = \begin{pmatrix} j_b & 1 & j_a \\ -\nu & 0 & \nu \end{pmatrix}.$$

При сделанных выше предположениях общее решение уравнения (5) в поле стоячей волны с учетом вырождения резонансных уровней приведено в [7]. В промежутках времени между возбуждающими импульсами и после них в уравнении (5) полагаем $\mathbf{E} = 0$, а решение находим с учетом необратимой релаксации и расстройки по методу [11].

После того как решение уравнения (5) найдено, можно определить напряженность электрического поля когерентного излучения возбужденных атомов при помощи (4). В случае трехимпульсного возбуждения газа когерентное излучение резонансных атомов в области $\tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_{12} + \tau_{23} \leqslant t$ представляет собой совокупность фотонных эхо, возникающих в моменты времени приблизительно $t=2\tau_{12}+\tau_{23}$, $t=\tau_{12}+2\tau_{23}$ и др. Среди них наибольший интерес представляет СФЭ, возникающее вблизи момента времени $t=2\tau_{12}+\tau_{23}$. После выхода из газовой среды напряженность $\mathbf{E}_{СФЭ}$ электрического поля СФЭ принимает вид

$$\mathbf{E}_{СФЭ}=\varepsilon^{(+)}\left(t-\frac{y}{c}\right)e^{i(ky-\omega t-\Phi_3)}+\varepsilon^{(-)}\left(t+\frac{y}{c}\right)e^{-i(ky+\omega t+\Phi_3)}+\text{к. с.},$$

где амплитуды прямого $\varepsilon^{(+)}(t)$ и обращенного $\varepsilon^{(-)}(t)$ стимулированного фотонного эха описываются выражением

$$\varepsilon^{(\pm)}(t)=\varepsilon_0\exp\left[i\left(\Delta t+\Phi^{(\pm)}\right)\right]\sum_{m\mu q}\begin{pmatrix} j_a & 1 & j_b\\ -m & q & \mu\end{pmatrix}\cdot\left[\frac{1+(-1)^q}{2}\mathbf{l}_z+\frac{1-(-1)^q}{2^{3/2}}i^{q+1}\mathbf{l}_x\right]\times$$
$$\times\int d\mathbf{v} f(v)\left[(-1)^{j_a-m}AH_a^{(\pm)}+(-1)_b^{j-\mu}BH_b^{(\pm)}\right]\times$$
$$\times\exp\left[-\gamma^{(1)}\left(t-\tau_{12}-\tau_{23}\right)\mp i\eta\left(t-2\tau_{12}-\tau_{23}-\tau_1-\tau_2-\tau_3/2\right)\right], \tag{8}$$

в котором введены обозначения

$$A=\frac{1}{2}\left[J_1\left(\frac{\Lambda_3(\Theta_\mu+\Theta_m)}{\eta}\sin\frac{\eta\tau_3}{2}\right)+J_1\left(\frac{\Lambda_3(\Theta_\mu-\Theta_m)}{\eta}\sin\frac{\eta\tau_3}{2}\right)\right],$$

$$H_a^{(\pm)}=\pi^{-1/2}\sum_{\varkappa q'}(2\varkappa+1)\,d^{\varkappa}_{q',-q}(-\psi_2)\begin{pmatrix} j_a & \varkappa & j_a\\ -m & q & \mu\end{pmatrix}G_a^{(\pm)}(\varkappa,\ q')\exp\left(-\gamma_a^{(\varkappa)}\tau_{23}\right),$$

$$G_a^{(+)}(\varkappa,\ q)=\sum_{mm'}(-1)^{j_a-m}\begin{pmatrix} j_a & \varkappa & j_a\\ -m & q & m'\end{pmatrix}\frac{\Lambda_2\Theta_{m'}}{\Omega_{2m'}}\sin\frac{\Omega_{2m'}\tau_2}{2}\left(\cos\frac{\Omega_{2m}\tau_2}{2}+i\frac{\eta}{\Omega_{2m}}\sin\frac{\Omega_{2m}\tau_2}{2}\right)\cdot$$
$$\cdot\sum_{\varkappa'}(2\varkappa'+1)\begin{pmatrix} j_a & \varkappa' & j_b\\ -m & q & m'\end{pmatrix}G^*_{\varkappa'}d^{\varkappa'}_{0-q}(\psi_2-\psi_1)\exp\left(-\gamma^{(\varkappa')*}\tau_{12}\right),$$

$$G_{\varkappa'}=\sum_m\begin{pmatrix} j_a & \varkappa' & j_b\\ -m & 0 & m\end{pmatrix}\frac{\Lambda_1\Theta_m}{\Omega_{1m}}\left[\sin\Omega_{1m}\tau_1-\frac{i\eta}{\Omega_{1m}}\left(1-\cos\Omega_{1m}\tau_1\right)\right],$$

$$G_a^{(-)}(\varkappa,\ q)=(-1)^q\,G_a^{(+)*}(\varkappa,\ -q),\qquad \Phi^{(-)}=\Phi_2-\Phi_1-\varphi-\Delta\tau_{23},$$

$$\Phi^{(+)}=-\Phi^{(-)}-2\Delta\left(\tau_{12}+\tau_{23}\right),\qquad \Delta=\omega-\omega_0,\qquad \gamma^{(\varkappa)}=\frac{\gamma_a+\gamma_b}{2}+\Gamma^{(\varkappa)},$$

$$\gamma_a^{(\varkappa)}=\gamma_a+\Gamma_a^{(\varkappa)},\qquad \gamma_b^{(\varkappa)}=\gamma_b+\Gamma_b^{(\varkappa)},\qquad \varepsilon_0=\pi^{3/2}L\left(\frac{N_a}{2j_a+1}-\frac{N_b}{2j_b+1}\right)\frac{\omega}{c}|d|,$$

$$\Lambda_n=\frac{a_n|d|}{\hbar},\qquad n=1,\ 2,\ 3.$$

Здесь $J_1(\sigma)$ — функция Бесселя первого порядка и аргумента σ, $d^{\varkappa}_{qq'}(\beta)$ — D-функция Вигнера $D^{\varkappa}_{qq'}(\alpha,\ \beta,\ \gamma)$ [10] при $\alpha=\gamma=0$, а L — длина оптически тонкой резонансной среды. Величины $H_b^{(\pm)}$ и $G_b^{(\pm)}(\varkappa,\ q)$ получаются из $H_a^{(\pm)}$ и $G_a^{(\pm)}(\varkappa,\ -q)$ путем замены индекса a на индекс b. Величина B получается из A путем одновременной замены $m\to\mu$ и $\mu\to m$. Из выражений для $G_\varkappa$, $G_a(\varkappa,\ q)$ и $G_b(\varkappa,\ q)$ следует, что амплитуды $\varepsilon^{(\pm)}(t)$ зависят лишь от релаксационных постоянных $\gamma^{(\varkappa)}$ с нечетными $\varkappa$, а также от $\gamma_a^{(\varkappa)}$ и $\gamma_b^{(\varkappa)}$ с любыми $\varkappa$.

Если величину A в (8) заменить на выражение

$$\frac{\Lambda_3\Theta_\mu}{\Omega_{3\mu}}\sin\frac{\Omega_{3\mu}\tau_3}{2}\left(\cos\frac{\Omega_{3m}\tau_3}{2}\mp i\frac{\eta}{\Omega_{3m}}\sin\frac{\Omega_{3m}\tau_3}{2}\right)e^{\pm i\eta\tau_3/2}$$

и сделать соответствующие изменения в B, то полученные амплитуды $\varepsilon^{(\pm)}(t)$ при $\varphi=0$ описывают СФЭ, образованное тремя импульсами бегущих волн (1), (2) и

$$\mathbf{E}_3=\mathbf{l}_z a_3\cos\left(\omega t\mp ky+\Phi_3\right),\qquad \tau_1+\tau_2+\tau_{12}+\tau_{23}\leqslant t\mp y/c\leqslant\tau_1+\tau_2+\tau_3+\tau_{12}+\tau_{23}.$$

В этом случае СФЭ имеет вид бегущей волны, которая распространяется в том же направлении, что и третий возбуждающий импульс.

Заметим также, что полученное общее решение (6) и (7) позволяет обобщить результат работы [7] на случай фотонного эха, возбуждаемого двумя импульсами бегущих волн. Для этого содержимое квадратных скобок, входящих в формулу $H_{\varkappa p}^{(+)}$ работы [7], необходимо заменить на выражение

$$\frac{2\Lambda_2^2\Theta_\mu\Theta_m}{\Omega_{2\mu}\Omega_{2m}}\sin\frac{\Omega_{2\mu}\tau_2}{2}\sin\frac{\Omega_{2m}\tau_2}{2}.$$

Тогда амплитуда $\varepsilon^{(+)}(t)$ работы [7] при $\varphi=0$ описывает фотонное эхо, образованное двумя возбуждающими импульсами (1) и

$$\mathbf{E}_2=\mathbf{l}_z a_2\cos(\omega t-ky+\Phi_2),\qquad \tau_1+\tau\leqslant t-y/c\leqslant\tau_1+\tau_2+\tau.$$

Обсуждение результатов

Общая формула (8) позволяет получить детальную спектроскопическую информацию о энергетических уровнях, релаксационных процессах и атомных столкновениях. Практическое использование общей формулы (8) для исследования упругих атомных столкновений поясним на простом примере атомных переходов с изменением полного момента $3/2\rightleftarrows 1/2$. Например, для атомного перехода $3/2\to 1/2$ амплитуда $\varepsilon^{(-)}(t)$ ОСФЭ принимает вид ($\psi_1=\psi_2=\psi$)

$$\varepsilon^{(-)}(t)=e(t)\left\{\mathbf{l}_z\left[e^{-\gamma_a\tau_{23}}+\frac{1}{2}e^{-\gamma_b\tau_{23}}+\frac{3}{4}\left(\cos^2\psi-\frac{1}{3}\right)e^{-\left(\gamma_b+\Gamma_b^{(2)}\right)\tau_{23}}\right]+\frac{3}{4}\mathbf{l}_x\times\right.$$
$$\left.\times\sin 2\psi e^{-\left(\gamma_b+\Gamma_b^{(2)}\right)\tau_{23}}\left[\frac{J_1\left(\frac{\Lambda_3\tau_3}{2\sqrt{6}}\right)}{J_1\left(\frac{\Lambda_3\tau_3}{\sqrt{6}}\right)}-\frac{1}{3}\right]\right\}\exp\left\{i\left[\Delta t+\Phi^{(-)}-\Gamma^{(1)''}(t-\tau_{23})\right]\right\},\qquad(9)$$

$$e(t)=\frac{\varepsilon_0}{(24\pi)^{1/2}}\sin\left(\frac{\Lambda_1\tau_1}{\sqrt{6}}\right)\sin\left(\frac{\Lambda_2\tau_2}{\sqrt{6}}\right)J_1\left(\frac{\Lambda_3\tau_3}{\sqrt{6}}\right)\cdot\exp\left[-\left(\frac{t-2\tau_{12}-\tau_{23}}{2T_0}\right)^2-\right.$$
$$\left.-\left(\frac{\gamma_a+\gamma_b}{2}+\Gamma^{(1)'}\right)(t-\tau_{23})\right].$$

Для упрощения формулы (9) предположено, что неоднородная ширина $1/T_0=ku$ допплеровского контура мала по сравнению с шириной спектрального распределения каждого возбуждающего импульса

$$1/T_0\ll 1/\tau_n,\quad n=1,\,2,\,3.$$

Кроме того, при выводе (9) пренебрежено зависимостью столкновительных параметров $\Gamma^{(1)}$ и $\Gamma_b^{(2)}$ от скорости резонансного атома.

В случае атомного перехода $1/2\to 3/2$ в формуле (9) следует сделать одновременную замену $a\to b$ и $b\to a$.

Интенсивность ОСФЭ (9) в максимуме зависит от времени задержки τ_{12} благодаря множителю $\exp\left[-4\left(\frac{\gamma_a+\gamma_b}{2}+\Gamma^{(1)'}\right)\tau_{12}\right]$. Проводя серию измерений интенсивности эха в максимуме при различных значениях τ_{12}, легко определить ширину спектральной линии $\hbar\left(\frac{\gamma_a+\gamma_b}{2}+\Gamma^{(1)'}\right)$.

Если сложить сигнал ОСФЭ с монохроматической волной

$$\mathbf{E}_0=\mathbf{l}_x a_0\cos\left[\omega'(t+y/c)+\Phi_0\right]$$

гетеродинного лазера $|\omega'-\omega_0|\ll\omega_0$, то при сканировании частоты ω' можно получить характерные узкие резонансы с шириной $1/(2\tau_{12}+\tau_{23})$ в интенсивности суммарного поля снаружи газовой среды

$$I=\frac{ca_0^2}{8\pi}+\frac{3ca_0e(t+y/c)}{8\pi}\sin 2\psi\left[\frac{J_1\left(\frac{\Lambda_3\tau_3}{2\sqrt{6}}\right)}{J_1\left(\frac{\Lambda_3\tau_3}{\sqrt{6}}\right)}-\frac{1}{3}\right]e^{-\left(\gamma_b+\Gamma_b^{(2)}\right)\tau_{23}}\times$$
$$\times\cos\left[\left(\omega'-\omega_0-\Gamma^{(1)''}\right)(t+y/c)+\Gamma^{(1)''}\tau_{23}+\Phi^{(-)}+\Phi_0-\Phi_3\right].\qquad(10)$$

В (10) использована лишь проекция амплитуды (9) на ось X, так как она при $\psi\neq 0$ и $\psi\neq\pi/2$ полностью отделяется от возбуждающих импульсов, что значительно повышает чувствительность измерения. Характерная зависимость (10) от времени задержки τ_{12} при $t = 2\tau_{12} + \tau_{23} - y/c$ позволит экспериментально определить столкновительный сдвиг $\hbar\Gamma^{(1)''}$ спектральной линии.

Зависимость амплитуды (9) ОСФЭ от времени задержки τ_{23} дает возможность определить другие релаксационные постоянные γ_a, γ_b и $\Gamma_b^{(2)}$. Действительно, проекция амплитуды (9) на ось Z для $\cos\psi = 3^{-1/2}$ зависит от τ_{23} посредством множителя

$$e^{-\gamma_a\tau_{23}} + \frac{1}{2}\, e^{-\gamma_b\tau_{23}}.$$

Сравнение этого множителя с его экспериментальным значением при различных τ_{23} позволит найти как γ_a, так и γ_b. С другой стороны, при $\psi \neq 0$ и $\psi \neq \pi/2$ проекция амплитуды (9) на ось X затухает при изменении τ_{23} как

$$\exp\left[-\left(\gamma_b + \Gamma_b^{(2)}\right)\tau_{23}\right].$$

Полученный закон затухания дает возможность определить сумму $\gamma_b + \Gamma_b^{(2)}$. Поскольку γ_b уже определена выше, из найденной суммы $\gamma_b + \Gamma_b^{(2)}$ вычисляем $\Gamma_b^{(2)}$.

Согласно (9), положение плоскости поляризации ОСФЭ существенно зависит от ψ, τ_{23} и релаксационных параметров, что можно использовать для определения последних в независимом контрольном эксперименте.

Для атомного перехода $1/2 \to 3/2$ рассуждения аналогичны и выводы о возможности определения релаксационных параметров те же самые. Таким образом, экспериментальное исследование ОСФЭ на атомных переходах $3/2 \rightleftarrows 1/2$ позволит определить в отдельности все релаксационные параметры γ_a, γ_b, $\Gamma_a^{(2)}$, $\Gamma_b^{(2)}$ и $\Gamma^{(1)} = \Gamma^{(1)'} + i\Gamma^{(1)''}$.

Экспериментальное определение релаксационных параметров на других атомных переходах проводится аналогично. Важно подчеркнуть, что из экспериментальных данных для каждого атомного перехода $j \to j$ и $j \rightleftarrows j+1$ с любыми значениями j общая формула (8) позволяет в принципе найти все искомые релаксационные параметры, а именно: γ_a, γ_b, $\Gamma_a^{(\varkappa)}$ и $\Gamma_b^{(\varkappa)}$ для любых $\varkappa$, и $\Gamma^{(\varkappa)} = \Gamma^{(\varkappa)'} + i\Gamma^{(\varkappa)''}$ с нечетными $\varkappa$.

В заключение отметим, что проведенные рассуждения применимы также к молекулярным переходам между квантовыми состояниями, которые характеризуются энергией, полным моментом и его проекцией (в отсутствие эквидистантных резонансных уровней).

Литература

[1] J. P. Gordon, C. H. Wang, C. K. N. Patel, R. E. Slusher, W. J. Tomlinson. Phys. Rev., *179*, 294, 1969; C. H. Wang. Phys. Rev. B, *1*, 156, 1970.
[2] А. И. Алексеев, И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко. ЖЭТФ, *73*, 470, 1977.
[3] V. P. Chebotayev, N. M. Dyuba, M. N. Skvortsov, L. S. Vasilenko. Appl. Phys., *15*, 319, 1978.
[4] R. Kachru, T. W. Mossberg, E. Whittaker, S. R. Hartmann. Opt. Commun., *31*, 223, 1979.
[5] А. И. Алексеев, А. М. Башаров, В. Н. Белобородов. ЖЭТФ, *79*, 787, 1980.
[6] В. А. Зуйков, В. В. Самарцев, Р. Г. Усманов. Письма ЖЭТФ, *31*, 654, 1980.
[7] А. И. Алексеев, А. М. Башаров. ЖЭТФ, *80*, 1361, 1981.
[8] В. В. Самарцев, Р. Г. Усманов, Г. М. Ершов, Б. Ш. Хамидуллин. ЖЭТФ, *74*, 1979, 1978.
[9] И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, В. А. Решетов. ЖЭТФ, *78*, 2213, 1980.
[10] Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский. Квантовая теория углового момента. «Наука», Л., 1975.
[11] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, *48*, 345, 1965.

Поступило в Редакцию 12 февраля 1981 г.