УДК 535.2

СТИМУЛИРОВАННОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В ГАЗЕ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко и *В. А. Решетов*

Найдены интенсивность и поляризация стимулированного фотонного эха, сформированного на переходе $1/2 \rightarrow 1/2$ в газовой среде, помещенной во внешнее постоянное однородное продольное магнитное поле. Показано, что в отличие от обычного фотонного эха поляризация стимулированного фотонного эха на этом переходе испытывает вращение. Полученные поляризационные свойства стимулированного фотонного эха могут быть использованы для экспериментального определения времени жизни верхнего резонансного состояния по отношению к спонтанному распаду в нижнее. В случае, когда третий возбуждающий импульс падает навстречу первым двум, обнаружен эффект запаздывания, обусловленный тем, что между вторым и третьим возбуждающими импульсами в различных точках газовой среды проходят неодинаковые промежутки времени.

Стимулированное фотонное эхо [1] формируется в газовой среде после прохождения трех возбуждающих световых импульсов. Оно представляет собой спонтанное когерентное излучение из сверхизлучательного состояния, созданного первыми двумя возбуждающими импульсами, под действием третьего. Исследование затухания интенсивности стимулированного фотонного эха (СФ эха) при увеличении промежутка времени τ_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами позволяет проводить экспериментальное измерение ширин самих резонансных уровней, тогда как обычное фотонное эхо дает возможность определять однородную ширину спектральной линии резонансного перехода. Отметим, что в газовых средах эксперименты по СФ эху [2] и его модифицированному варианту [3-5] были выполнены только в последние годы.

Наложение на газовую среду, в которой формируется фотонное эхо, внешнего магнитного поля существенно расширяет возможности метода фотонного эха. В частности, при наложении на газовую среду продольного магнитного поля в ней имеет место специфический поворот вектора поляризации фотонного эха, отличный от фарадеевского вращения. Этот эффект, предсказанный в [6] и детально исследованный в [7], в настоящее время подтвержден экспериментально [8]. Отметим, что, как показано в [9], специфический поворот вектора поляризации фотонного эха в газовой среде, помещенной в продольное магнитное поле, имеет место на всех переходах, за исключением перехода с изменением полного углового момента $1/2 \rightarrow 1/2$.

В настоящей работе показано, что и на переходе $1/2 \rightarrow 1/2$ вектор поляризации СФ эха также может испытывать поворот, вызванный действием продольного магнитного поля. Найденный на переходе $1/2 \rightarrow 1/2$ эффект специфического поворота вектора поляризации СФ эха предлагается использовать для экспериментального определения времени жизни верхнего резонансного состояния по отношению к спонтанному распаду в нижнее.

Рассмотрим формирование СФ эха в газовой среде, находящейся в постоянном однородном внешнем магнитном поле напряженностью $\mathbf{H}$, направленном вдоль оси Z. В качестве основных уравнений возьмем уравнение Даламбера и квантовомеханические уравнения для компонент матрицы плотности, учитывающие взаимодействие атомов (молекул) газа с электромагнитным полем, внешним постоянным полем $\mathbf{H}$, необратимую релаксацию, а также радиационный приход на нижний резонансный уровень за счет спонтанного излучения на верхнем.

При решении системы уравнений для компонент матрицы плотности разложим их по неприводимым тензорным операторам [9].

Пусть напряженности электрического поля возбуждающих световых импульсов даются выражениями

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{l}_x e^{(i)} \exp\left[i\left(\omega t \mp kz + \Phi_i\right)\right] + \text{к. с.}, \tag{1}$$

где $\mathbf{l}_x$ — орт декартовой оси X; $e^{(i)}$ — постоянная амплитуда, а Φ_i — постоянный сдвиг фазы i-го возбуждающего импульса ($i=1, 2, 3$). Знак минус перед вторым слагаемым в экспоненте соответствует возбуждающему импульсу, распространяющемуся в положительном направлении оси Z, а плюс — в отрицательном направлении оси Z.

Методика нахождения напряженности электрического поля СФ эха аналогична изложенной в [9] для обычного фотонного эха. Как и в [9], считаем, что длительности T_i возбуждающих световых импульсов малы по сравнению с промежутками времени τ_1 и τ_2 между ними и временами необратимой релаксации, а также удовлетворяют неравенствам

$$\varepsilon_a T_i \ll 1, \quad \varepsilon_b T_i \ll 1. \tag{2}$$

Здесь $\varepsilon_{a,\,b} = \mu_0 g_{a,\,b} H/\hbar$, μ_0 — магнетон Бора, g_a и g_b — g-факторы верхнего a и нижнего b резонансных уровней, H — напряженность магнитного поля.

Неравенства (2) позволяют не учитывать зеемановское расщепление резонансных уровней во время прохождения через газовую среду возбуждающих световых импульсов.

Пусть первый возбуждающий световой импульс длительностью T_1, распространяющийся в положительном направлении оси Z, падает на границу $z=0$ газовой среды в момент времени $t=0$. Тогда вектор поляризации среды $\mathbf{P}_v[t-(z/c)]$, относящийся к группе атомов, имеющих проекцию скорости на ось Z, равную v, в момент времени $t = T_1 + (z/c)$, когда первый возбуждающий импульс покидает точку z газовой среды, имеет вид

$$\mathbf{P}_v(T_1) = -p^{(1)} \mathbf{l}_x \exp\left[i\left(\omega T_1 + \Phi_1\right)\right] + \text{к. с.}, \tag{3}$$

где

$$p^{(1)} = -i\,|d|^2 e^{(1)} T_1 N_0 f(v)\, I_1^*/3\hbar.$$

Далее, величина I_1, входящая в $p^{(1)}$, получается из

$$I_i = \frac{1}{\Omega_i T_i}\left[\sin \Omega_i T_i - i\,\frac{kv}{\Omega_i}\left(1 - \cos \Omega_i T_i\right)\right] \tag{4}$$

при значении индекса $i=1$. Наконец, величина Ω_i следующим образом

$$(\Omega_i T_i)^2 = (kvT_i)^2 + \theta_i^2 \tag{5}$$

связана с площадью

$$\theta_i = \sqrt{2}\,|d|\,e^{(i)} T_i/\sqrt{3}\,\hbar$$

i-го возбуждающего светового импульса.

В формулах (3)—(5) d — приведенный матричный элемент оператора дипольного момента перехода $1/2 \to 1/2$, N_0 — плотность перенаселенности зеемановских подуровней до падения на среду первого возбуждающего импульса, $f(v)$ — максвелловская функция распределения атомов по проекциям v их скорости на ось Z. При написании (3)—(5) предполагалось, что имеет место точный резонанс, т. е. $\omega = \omega_0 + \Delta^{(1)}$. Здесь ω_0 — частота резонансного перехода, а $\Delta^{(1)}$ — сдвиг спектральной линии резонансного перехода под действием упругих деполяризующих столкновений.

Как следует из (3), вектор поляризации среды $\mathbf{P}_v$ в момент времени $t = T_1 + (z/c)$ направлен по вектору поляризации первого возбуждающего импульса, что является следствием использованного при получении (3) приближения заданного поля.

В области $T_1 \leqslant t-(z/c) \leqslant \tau_1+T_1$ после прохождения первого возбуждающего импульса вектор $\mathbf{P}_v\,[t-T_1-(z/c)]$ прецессирует вокруг направления $\mathbf{H}$ по часовой стрелке.

$$\mathbf{P}_v(t') = -p^{(1)} \exp[(ikv - \gamma^{(1)})t'] [\cos(\varepsilon t')\,\mathbf{l}_x + \sin(\varepsilon t')\,\mathbf{l}_y] \exp\{i[\omega(t-(z/c)) + \Phi_1]\} + \text{к. с.}, \tag{6}$$

где

$$t' = t - (z/c) - T_1, \quad \varepsilon = (\varepsilon_a + \varepsilon_b)/2.$$

Здесь

$$\gamma^{(1)} = (\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)})/2 + \Gamma^{(1)}$$

есть однородная полуширина спектральной линии резонансного перехода, $1/\gamma_a^{(0)}$ и $1/\gamma_b^{(0)}$ — времена релаксации состояний а и b за счет газокинетических неупругих столкновений и радиационного распада, $\Gamma^{(1)}$ — уширение спектральной линии излучения под действием упругих деполяризующих столкновений, а $\mathbf{l}_y$ — орт соответствующей декартовой оси.

Пусть в момент времени $t=\tau_1+T_1$ на границу $z=0$ газовой среды падает второй возбуждающий световой импульс длительностью T_2, распространяющийся в положительном направлении оси Z. К моменту его падения вектор $\mathbf{P}_v$ повернется вокруг вектора $\mathbf{H}$ на угол $\varepsilon\tau_1$. Для СФ эха в отличие от обычного важна когерентность, созданная первыми двумя возбуждающими импульсами в компонентах матрицы плотности $\rho_{mm'}^{(aa)}$ и $\rho_{\mu\mu'}^{(bb)}$ самих резонансных уровней. Здесь m и μ — соответственно проекции полного углового момента верхнего и нижнего разонансных уровней.

В момент времени $t=\tau_1+T_1+T_2+(z/c)$, когда второй возбуждающий световой импульс покидает точку z газовой среды, части амплитуд $f_q^{(x)}$ и $\varphi_q^{(x)}$ разложения $\rho_{mm'}^{(aa)}$ и $\rho_{\mu\mu'}^{(bb)}$ по неприводимым тензорным операторам [9], дающие вклад в СФ эхо, имеют вид

$$f_0^{(0)}(T_2) = -\varphi_0^{(0)}(T_2) = -\frac{1}{3\hbar^2}|d|^2 e^{(1)}T_1 e^{(2)}T_2 N_0 f(v) \exp(-\gamma^{(1)}\tau_1) \cos(\varepsilon\tau_1)\, I_1 I_2 \exp(i\varphi) + \text{к. с.} \tag{7}$$

$$f_0^{(1)}(T_2) = \varphi_0^{(1)}(T_2) = i\frac{1}{3\sqrt{3}\,\hbar^2}|d|^2 e^{(1)}T_1 e^{(2)}T_2 N_0 f(v) \exp(-\gamma^{(1)}\tau_1) \sin(\varepsilon\tau_1)\, I_1 I_2 \times$$
$$\times \exp(i\varphi) + \text{к. с.}, \tag{8}$$

где

$$\varphi = -kv\tau_1 + \Phi_2 - \Phi_1.$$

Здесь I_2 получается из (4) при значении индекса $i=2$.

В области $\tau_1+T_1+T_2 \leqslant t - z/c$ после прохождения второго возбуждающего импульса части амплитуд $f_q^{(x)}$ и $\varphi_q^{(x)}$, дающие вклад в СФ эхо, релаксируют по закону

$$f_0^{(x)}(t'') = f_0^{(x)}(T_2) \exp(-\gamma_a^{(0)}t''), \tag{9}$$

$$\varphi_0^{(x)}(t'') = \varphi_0^{(x)}(T_2) \exp(-\gamma_b^{(0)}t'') + \frac{\Gamma_x}{\gamma_b^{(0)} - \gamma_a^{(0)}} f_0^{(x)}(T_2) [\exp(-\gamma_a^{(0)}t'') - \exp(-\gamma_b^{(0)}t'')], \tag{10}$$

где

$$t'' = t - (z/c) - \tau_1 - T_1 - T_2; \quad x = 0,\ 1.$$

В формулах (9) и (10) $\Gamma_0=\gamma$, $\Gamma_1=-\gamma/3$, а $1/\gamma$ — время жизни состояния a по отношению к спонтанному распаду в состояние b.

Рассмотрим сначала случай, когда третий возбуждающий световой импульс длительностью T_3, распространяющийся в положительном направлении оси Z, падает на границу $z=0$ газовой среды в момент времени $t=\tau_1+\tau_2+T_1+T_2$. Тогда часть вектора поляризации $\mathbf{P}_v$ среды, дающая вклад в СФ эхо, в момент времени $t=\tau_1+\tau_2+T_1+T_2+T_3+(z/c)$, когда третий возбуждающий импульс покидает точку z газовой среды, имеет вид

$$\mathbf{P}_v(T_3) = -i\frac{1}{18}Bf(v) \exp[-(ikv+\gamma^{(1)})\tau_1]\, I_1 I_2 I_3^* [A_0(\tau_2)\cos(\varepsilon\tau_1)\,\mathbf{l}_x - A_1(\tau_2)\sin(\varepsilon\tau_1)\,\mathbf{l}_y] \times$$
$$\times \exp\{i[\omega(\tau_1+\tau_2+T_1+T_2+T_3) + \Phi_3 + \Phi_2 - \Phi_1]\} + \text{к. с.}, \tag{11}$$

где

$$B = |d|^4 e^{(1)} T_1 e^{(2)} T_2 e^{(3)} T_3 N_0 / \hbar^3, \tag{12}$$

$$A_0(t) = \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_b^{(0)} - \gamma_a^{(0)}}\right) e^{-\gamma_a^{(0)} t} + \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma_b^{(0)} - \gamma_a^{(0)}}\right) e^{-\gamma_b^{(0)} t}, \tag{13}$$

$$A_1(t) = \left(1 - \frac{\gamma}{3(\gamma_b^{(0)} - \gamma_a^{(0)})}\right) e^{-\gamma_a^{(0)} t} + \left(1 + \frac{\gamma}{3(\gamma_b^{(0)} - \gamma_a^{(0)})}\right) e^{-\gamma_b^{(0)} t}. \tag{14}$$

Здесь I_3 получается из (4) при значении индекса $i = 3$. Таким образом, в момент времени $t = \tau_1 + \tau_2 + T_1 + T_2 + T_3 + (z/c)$ часть $\mathbf{P}_v$, дающая вклад в СФ эхо, оказывается повернутой вокруг направления $\mathbf{H}$ против часовой стрелки.

Во временной области $\tau_1 + \tau_2 + T_1 + T_2 + T_3 \leqslant t - (z/c)$ вектор $\mathbf{P}_v$ вновь, как и на участке между первым и вторым возбуждающими импульсами, прецессирует вокруг направления вектора $\mathbf{H}$ по часовой стрелке. Окончательно, напряженность электрического поля СФ эха на переходе $1/2 \to 1/2$ в случае, когда все три возбуждающих импульса падают на границу $z = 0$ газовой среды и распространяются в положительном направлении оси Z, имеет вид

$$\mathbf{E}_э = -\pi\omega \frac{L}{c} B I \mathbf{e}^э(t'_э) \exp[-\gamma^{(1)}(t'_э + \tau_1)] \exp[i(\omega t - kz + \Phi_3 + \Phi_2 - \Phi_1)] + \text{к. с.}, \tag{15}$$

где

$$t'_э = t - (z/c) - \tau_1 - \tau_2 - T_1 - T_2 - T_3. \tag{16}$$

Здесь действительная величина

$$I = \int dv I_1 I_2 I_3^* \exp[ikv(t'_э - \tau_1)] f(v) \tag{17}$$

характеризует форму импульса СФ эха. Отметим, что выражение (17) было впервые получено в работе [10].

Отличные от нуля компоненты вектора $\mathbf{e}^э(t'_э)$, характеризующего поляризационные свойства СФ эха, имеют вид

$$e_x^э(t'_э) = \frac{1}{9}[A_0(\tau_2)\cos(\varepsilon\tau_1)\cos(\varepsilon t'_э) + A_1(\tau_2)\sin(\varepsilon\tau_1)\sin(\varepsilon t'_э)], \tag{18}$$

$$e_y^э(t'_э) = \frac{1}{9}[A_0(\tau_2)\cos(\varepsilon\tau_1)\sin(\varepsilon t'_э) - A_1(\tau_2)\sin(\varepsilon\tau_1)\cos(\varepsilon t'_э)]. \tag{19}$$

СФ эхо (15)—(19) распространяется вдоль положительного направления оси Z с несущей частотой ω и линейно поляризовано.

Остановимся на форме импульса СФ эха. Рассмотрим два предельных случая узкой ($1/T_0 \ll 1/T_i$) и широкой ($1/T_0 \gg 1/T_i$) спектральной линии. Здесь $T_0 = 1/ku$ — время обратимой допплеровской релаксации, а u — средняя тепловая скорость атомов газа. В предельном случае узкой спектральной линии при $\theta_i \gg T_i/T_0$ из (17) имеем

$$I = \exp[-(t'_э - \tau_1)^2 / 4T_0^2]. \tag{20}$$

Таким образом, при формировании СФ эха на узкой спектральной линии максимум интенсивности эха имеет место в момент времени $t'_э = \tau_1$, а длительность импульса эха — порядка T_0.

В предельном случае широкой спектральной линии интегрирование в (17) может быть выполнено лишь численно. Исключение представляет предел малых площадей ($\theta_i \ll 1$) возбуждающих световых импульсов. В этом пределе из (17) при $T_1 = T_2 = T_3 = T$ получим

$$I = \sqrt{\pi}\frac{T_0}{T}\{(a+1)^2[\theta(a+1) - \theta(a)] - (2a^2 - 2a - 1)[\theta(a) - \theta(a-1)] + (a-2)^2 \times \\ \times [\theta(a-1) - \theta(a-2)]\}, \tag{21}$$

где

$$a = \frac{t'_э - \tau_1}{T}, \qquad \theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geqslant 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

Таким образом, при формировании СФ эха на широкой спектральной линии при $\theta_i \ll 1$ максимум интенсивности эха имеет место в момент времени $t'_э = \tau_1 + 0.5T$, а длительность импульса эха — порядка T.

Как показывают численные расчеты, при увеличении площадей возбуждающих импульсов форма импульса СФ эха может стать более сложной, но длительность импульса эха по-прежнему остается порядка длительности T возбуждающих световых импульсов.

Рассмотрим теперь поляризационные свойства СФ эха на переходе $1/2 \to 1/2$. Напомним, что формулы (15)—(19) получены при выполнении неравенств (2). Поэтому замена $t'_э$ на τ_1 в формулах (18) и (19) дает отличные от нуля компоненты вектора $\mathbf{e}^э(\tau_1)$, характеризующего поляризационные свойства СФ эха в максимуме интенсивности при его формировании на узкой спектральной линии и всего импульса эха при его формировании на широкой спектральной линии. В результате такой замены из (18) и (19) имеем

$$e_x^э(\tau_1) = \frac{1}{9}\left[A_0(\tau_2)\cos^2(\varepsilon\tau_1) + A_1(\tau_2)\sin^2(\varepsilon\tau_1)\right], \tag{22}$$

$$e_y^э(\tau_1) = \frac{1}{18}\left[A_0(\tau_2) - A_1(\tau_2)\right]\sin(2\varepsilon\tau_1). \tag{23}$$

Если радиационный приход на нижний резонансный уровень за счет спонтанного излучения на верхнем несуществен, то $A_0(\tau_2) = A_1(\tau_2)$ и, как следует из (22) и (23), вращение поляризации СФ эха на рассматриваемом переходе не происходит. Подобная ситуация имеет место и в случае $\gamma_a^{(0)}\tau_2 \ll 1$ и $\gamma_b^{(0)}\tau_2 \ll 1$, когда $A_1(\tau_2) = A_0(\tau_2) = 2$. Следовательно, на переходе $1/2 \to 1/2$ поворот вектора поляризации СФ эха в случае, если возбуждающие импульсы распространяются в одном направлении, целиком обусловлен радиационным приходом на нижний резонансный уровень за счет спонтанного излучения на верхнем. Этот эффект можно использовать для экспериментального измерения времени $1/\gamma$.

Рассмотрим теперь случай, когда третий возбуждающий световой импульс длительностью T_3, распространяющийся в отрицательном направлении оси Z, падает на границу $z = L$ газовой среды в момент времени $t = \tau_1 + \tau_2 + T_1 + T_2$. В этом случае, как следует из проведенного рассмотрения, имеет место эффект запаздывания, заключающийся в том, что между вторым и третьим возбуждающими световыми импульсами для различных точек z газовой среды пройдут разные промежутки времени.

Поэтому часть вектора поляризации $\mathbf{P}_v$ среды, дающая вклад в СФ эхо, в момент времени $t = \tau_1 + \tau_2 + T_1 + T_2 + T_3 + (L/c) - (z/c)$, когда третий возбуждающий импульс покидает точку z газовой среды, имеет вид

$$\mathbf{P}_v(T_3) = -i\frac{1}{18}Bf(v)\exp\left[(ikv - \gamma^{(1)})\tau_1\right] I_1^* I_2^* I_3 \left[A_0\left(\tau_2 + \frac{L-2z}{c}\right)\cos(\varepsilon\tau_1)\,\mathbf{l}_x + \right.$$
$$\left. + A_1\left(\tau_2 + \frac{L-2z}{c}\right)\sin(\varepsilon\tau_1)\,\mathbf{l}_y\right]\exp\left\{i\left[\omega\left(\tau_1 + \tau_2 + T_1 + T_2 + T_3 + \frac{L}{c}\right) + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \Phi_3 - \Phi_2 + \Phi_1\right]\right\} + \text{к. с.} \tag{24}$$

Здесь $A_0(t)$ и $A_1(t)$ даются формулами (13) и (14). Итак, в момент времени $t = \tau_1 + \tau_2 + T_1 + T_2 + T_3 + (L/c) - (z/c)$ часть $\mathbf{P}_v$, дающая вклад в стимулированное фотонное эхо, оказывается повернутой вокруг вектора $\mathbf{H}$ по часовой стрелке.

Во временной области $\tau_1 + \tau_2 + T_1 + T_2 + T_3 + (L/c) \leqslant t + (z/c)$ вектор $\mathbf{P}_v$ вновь, как и на участке между первым и вторым возбуждающими импульсами, процессирует вокруг $\mathbf{H}$ по часовой стрелке. В результате напряженность электрического поля СФ эха на переходе $1/2 \to 1/2$ в случае, когда третий возбуждающий импульс распространяется навстречу первым двум, получается из (15) и (17) заменой $k \to -k$, $\Phi_2 \to -\Phi_2$, $\Phi_1 \to -\Phi_1$, $t'_э \to \tilde{t}'_э = t'_э - [(L-2z)/c]$. Вектор $\mathbf{e}^э(\tilde{t}'_э)$, характеризующий поляризационные свойства СФ эха, имеет в данном случае следующие отличительные от нуля компоненты:

$$e_x^э(\tilde{t}_э') = \frac{1}{9}[B_0(\tau_2)\cos(\varepsilon\tau_1)\cos(\varepsilon\tilde{t}_э') - B_1(\tau_2)\sin(\varepsilon\tau_1)\sin(\varepsilon\tilde{t}_э')], \tag{25}$$

$$e_y^э(\tilde{t}_э') = \frac{1}{9}[B_0(\tau_2)\cos(\varepsilon\tau_1)\sin(\varepsilon\tilde{t}_э') + B_1(\tau_2)\sin(\varepsilon\tau_1)\cos(\varepsilon\tilde{t}_э')]. \tag{26}$$

Здесь величины $B_x(t)$ получаются из $A_x(t)$, даваемых формулами (13) и (14), заменой

$$\exp(-\gamma_{a,b}^{(0)}\tau_2) \to \exp(-\gamma_{a,b}^{(0)}\tau_2)\ \mathrm{sh}\left(\frac{\gamma_{a,b}^{(0)}L}{c}\right)\frac{c}{\gamma_{a,b}^{(0)}L}.$$

Отметим, что появление добавочных множителей, зависящих от $\gamma_{a,b}^{(0)}L/c$, связано с упомянутым выше эффектом неодинаковости промежутка времени между вторым и третьим возбуждающими импульсами для различных точек внутри газовой среды.

Для упрощения дальнейших формул остановимся на случае $\gamma_a^{(0)}L/c \ll 1$ и $\gamma_b^{(0)}L/c \ll 1$, когда можно пренебречь эффектами запаздывания. Тогда, как следует из (25) и (26), отличные от нуля компоненты вектора $\mathbf{e}^э(\tau_1)$ имеют вид

$$e_x^э(\tau_1) = \frac{1}{9}[A_0(\tau_2)\cos^2(\varepsilon\tau_1) - A_1(\tau_2)\sin^2(\varepsilon\tau_1)], \tag{27}$$

$$e_y^э(\tau_1) = \frac{1}{18}[A_0(\tau_2) + A_1(\tau_2)]\sin(2\varepsilon\tau_1). \tag{28}$$

Таким образом, в случае если третий возбуждающий импульс распространяется навстречу первым двум, СФ эхо по-прежнему линейно поляризовано, но распространяется в направлении распространения третьего возбуждающего импульса. Причем, как следует из (27) и (28), вращение поляризации СФ эха на переходе $1/2 \to 1/2$ имеет место в этом случае вне зависимости от того, существен или нет радиационный приход на нижний резонансный уровень за счет спонтанного излучения на верхнем.

Литература

[1] И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко, В. А. Решетов. ЖЭТФ, *78*, 2213, 1980.
[2] R. G. Brewer. In Proc. of the Rank Prize Fund Symposium, ed. R. A. Smith, 127. London, 1976.
[3] T. Mossberg, A. Flusberg, R. Kachru, S. R. Hartmann. Phys. Rev. Lett., *42*, 1665, 1979.
[4] A. Flusberg, R. Kachru, T. Mossberg, S. R. Hartmann. Phys. Rev. A, *19*, 1607, 1979.
[5] T. W. Mossberg, R. Kachru, S. R. Hartmann, A. M. Flusberg. Phys. Rev. A, *20*, 1976, 1979.
[6] А. И. Алексеев. Письма ЖЭТФ, *9*, 472, 1969.
[7] А. И. Алексеев, И. В. Евсеев. ЖЭТФ, *57*, 1735, 1969.
[8] T. Baer, I. D. Abella. Phys. Rev. A, *16*, 2093, 1977.
[9] И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко. Опт. и спектр., *47*, 1139, 1979.
[10] В. В. Самарцев, Р. Г. Усманов, Г. М. Ершов, Б. Ш. Хамидуллин. ЖЭТФ, *74*, 1979, 1978.

Поступило в Редакцию 29 сентября 1980 г.