

ВЛИЯНИЕ ДЕПОЛЯРИЗУЮЩИХ СТОЛКНОВЕНИЙ НА РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАТРИЦЫ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ В СЛУЧАЕ ПЕРЕХОДОВ $1 \rightleftharpoons 2$

Д. С. Бакаев, И. В. Евсеев и В. М. Ермаченко

В модели деполаризующих столкновений для взаимодействия типа Ван-дер-Ваальса найдены релаксационные характеристики $\mathcal{F}^{(x)}$ матрицы оптической когерентности в случаях переходов $1 \rightleftharpoons 2$, а также оптически запрещенных переходов $0 \rightleftharpoons 2$. В качестве примера эффекта, который зависит от соотношения между различными $\mathcal{F}^{(x)}$, рассмотрено фотонное эхо в газовой среде.

Столкновения возбужденных атомов с невозбужденными играют важную роль при рассмотрении электромагнитных процессов в газовой среде. Эти столкновения приводят, например, к сдвигу и уширению спектральной линии излучения и к его деполаризации. Для описания такого рода эффектов широко используется модель деполаризующих столкновений, не учитывающая изменение скорости атома при столкновении.

В газовой среде возбужденные уровни атомов обычно вырождены, поэтому при упругих столкновениях релаксация компоненты матрицы плотности, описывающей оптическую когерентность (переходы между рассматриваемыми уровнями), определяется совокупностью величин $\mathcal{F}^{(x)}$, где $|j_a - j_b| \leq x \leq j_a + j_b$, а j_a и j_b — моменты уровней рассматриваемого перехода. Отметим, что отличие релаксационных характеристик $\mathcal{F}^{(x)}$ друг от друга сказывается на протекании физических процессов в резонансных средах.

Конкретные расчеты $\mathcal{F}^{(x)}$ выполнены в основном для простейших переходов $0 \rightleftharpoons 1$, $1/2 \rightarrow 1/2$ и $1/2 \rightleftharpoons 3/2$ [1-5]. Эти переходы объединяет то, что релаксация матрицы оптической когерентности для них определяется лишь одной величиной. Именно для переходов $0 \rightleftharpoons 1$ это $\mathcal{F}^{(1)}$, на переходе $1/2 \rightarrow 1/2$, где возможны $x=0$ и $x=1$, оказывается, что $\mathcal{F}^{(0)} = \mathcal{F}^{(1)}$. На переходах $1/2 \rightleftharpoons 3/2$ для случая ван-дер-ваальсовского взаимодействия сталкивающихся атомов также имеет место равенство двух возможных характеристик $\mathcal{F}^{(2)} = \mathcal{F}^{(1)}$ [5]. Отличие между различными $\mathcal{F}^{(x)}$ возникает на переходах с большими моментами уровней. К настоящему времени выполнено сравнительно мало расчетов, дающих информацию о поведении различных $\mathcal{F}^{(x)}$. Так, в [6] рассмотрен переход $1 \rightarrow 1$ и вычислены величины $\mathcal{F}^{(0)}$, $\mathcal{F}^{(1)}$ и $\mathcal{F}^{(2)}$ для взаимодействия типа Ван-дер-Ваальса, а в [7] также для ван-дер-ваальсовского взаимодействия рассчитаны $\mathcal{F}^{(0)}$, $\mathcal{F}^{(1)}$, $\mathcal{F}^{(2)}$ и $\mathcal{F}^{(3)}$ для перехода $3/2 \rightarrow 3/2$.

В первой части настоящей работы для случая взаимодействия типа Ван-дер-Ваальса проведен расчет релаксационных характеристик $\mathcal{F}^{(2)}$ и $\mathcal{F}^{(3)}$ на переходах $1 \rightleftharpoons 2$, что в совокупности с результатом [8], где рассчитана величина $\mathcal{F}^{(1)}$, полностью описывает столкновительную релаксацию на этих переходах. Помимо этого рассмотрена столкновительная релаксация оптически запрещенных переходов с моментами уровней $0 \rightleftharpoons 2$. Для случая ван-дер-ваальсовского взаимодействия рассчитана величина

$\mathcal{F}^{(2)}$, которая на этих переходах полностью описывает столкновительную релаксацию.

В качестве примера эффекта, зависящего от различия величин $\mathcal{F}^{(x)}$, во второй части работы рассмотрено фотонное эхо, сформированное в газовой среде на оптически разрешенных переходах с произвольными моментами уровней, в приближении малых площадей возбуждающих импульсов.

1. Расчет релаксационных характеристик $\mathcal{F}^{(x)}$

Рассмотрим переход между возбужденными уровнями атома с угловыми моментами $j_a=1$ и $j_b=2$ и проекциями момента m и μ соответственно. Считая концентрацию возбужденных атомов достаточно малой, учтем упругие столкновения этих атомов с невозбужденными атомами своего или примесного газа, основное состояние которых характеризуется моментом $j=0$, предполагая при этом, что при столкновении одинаковых атомов ван-дер-ваальсовское взаимодействие превышает резонансное диполь-дипольное. В приближении деполаризующих столкновений релаксационные характеристики матрицы оптической когерентности $\mathcal{F}^{(x)}(\mathbf{v})$ ($x=1, 2, 3$) после усреднения по направлению скорости \mathbf{v} возбужденного атома имеют вид [6]

$$\mathcal{F}^{(x)}(\mathbf{v}) = n_0 \sum_{m, m', \mu, \mu'} (-1)^{\mu+\mu'} \begin{pmatrix} 2 & 1 & x \\ \mu & -m' & l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 2 & 1 & x \\ \mu' & -m' & l \end{pmatrix} \times \\ \times \int (\delta_{\mu\mu'} \delta_{mm'} - \tilde{S}_{\mu\mu'}^{(b)} \tilde{S}_{mm'}^{(a)*}) |\mathbf{v} - \mathbf{v}_0| f(v_0) d\mathbf{v}_0 d\rho. \quad (1)$$

Здесь n_0 — плотность невозбужденных атомов, $f(v_0)$ — распределение Максвелла по скоростям \mathbf{v}_0 невозбужденных атомов; величина $d\rho$ обозначает интегрирование по прицельному параметру ρ в плоскости, перпендикулярной относительной скорости $\mathbf{v} - \mathbf{v}_0$; $\tilde{S}_{\mu\mu'}^{(b)}$ и $\tilde{S}_{mm'}^{(a)}$ — матричные элементы матрицы рассеяния атома в состояниях b и a , вычисленные в системе координат с осью Z , направленной вдоль относительной скорости $\mathbf{v} - \mathbf{v}_0$ и осью X , выбранной вдоль вектора ρ . Отметим, что в приближении деполаризующих столкновений $\tilde{S}_{\mu\mu'}^{(b)}$ удовлетворяет уравнению

$$i\hbar |\mathbf{v} - \mathbf{v}_0| \frac{d}{dz} \tilde{S}_{\mu\mu'}^{(b)} = \sum_{\mu''} V_{\mu\mu''}(\mathbf{R}) \tilde{S}_{\mu''\mu}^{(b)}, \quad (2)$$

с дополнительным условием $\tilde{S}_{\mu\mu_0}^{(b)}(-\infty) = \delta_{\mu\mu_0}$, где индекс μ_0 характеризует состояние атома до столкновения. Здесь величина $V_{\mu\mu''}(\mathbf{R})$ — матричный элемент оператора взаимодействия возбужденного и невозбужденного атомов, а \mathbf{R} — вектор их соединяющий. Аналогичное уравнение имеет место и для $\tilde{S}_{mm'}^{(a)}$.

Для вычисления $\mathcal{F}^{(x)}(\mathbf{v})$ необходимо конкретизировать вид потенциала взаимодействия. Все расчеты были выполнены для потенциала взаимодействия типа Ван-дер-Ваальса. Как показано в [8], потенциал взаимодействия типа Ван-дер-Ваальса в системе координат, когда ось Z направлена по вектору \mathbf{R} , характеризуется двумя независимыми константами. В качестве этих констант выберем $c_0^{(a)}$ и $c_1^{(a)}$ в случае атома в состоянии a и $c_0^{(b)}$ и $c_1^{(b)}$ — для атома в состоянии b . Причем нижний индекс у выбранных констант указывает проекцию углового момента на ось Z .

После громоздких, но несложных вычислений получим следующие выражения для величин $\mathcal{F}^{(x)}(\mathbf{v})$:

$$\mathcal{F}^{(x)}(\mathbf{v}) = \Gamma^{(x)}(\mathbf{v}) - i\Delta^{(x)}(\mathbf{v}), \quad (3)$$

$$\Gamma^{(x)}(\mathbf{v}) + i\varepsilon (c_1^{(b)} - c_0^{(b)}) \Delta^{(x)}(\mathbf{v}) = \gamma(\mathbf{v}) F^{(x)}(s, t) = \gamma(\mathbf{v}) [F_1^{(x)}(s, t) + iF_2^{(x)}(s, t)], \quad (4)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \gamma(v) &= \pi n_0 |c_1^{(b)} - c_0^{(b)}|^2 / s \left(\frac{2T}{M_1} \right)^{3/10} \frac{e^{-\alpha^2 x^2}}{\alpha^{3/10}} \Phi \left(\frac{9}{5}, \frac{3}{2}, \alpha^2 x^2 \right), \\ s &= \frac{5c_1^{(b)} - 3c_0^{(b)} - c_1^{(a)} - c_0^{(a)}}{c_1^{(b)} - c_0^{(b)}}, \quad t = \frac{c_1^{(a)} - c_0^{(a)}}{c_1^{(b)} - c_0^{(b)}}, \\ \alpha &= \sqrt{\frac{M_2}{M_1}}, \quad x = v \sqrt{\frac{M_1}{2T}}, \quad \varepsilon(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ -1, & x < 0. \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Здесь M_1 — масса возбужденного атома, а M_2 — масса невозбужденного; $\Phi(\alpha, \beta, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция. Далее, величина $F^{(1)}(s, t)$ приведена в [8], а величины $F^{(2)}(s, t)$ и $F^{(3)}(s, t)$ имеют вид

$$\begin{aligned} F^{(2)}(s, t) &= A \int_0^\infty du u^{-3/5} \left\{ \frac{1}{30} \exp\left(-i \frac{\pi s}{8u}\right) \left[w^* \left(\frac{3u}{t}\right) (4\varphi_2 + 2\chi_2 + w + \psi_3 + 4w^*) + \right. \right. \\ &+ w \left(\frac{3u}{t}\right) (4\chi_1 + 2\varphi_1 + 4w + \psi_3 + w^*) + \exp\left(i \frac{\pi t}{8u}\right) (w + 4\psi_3 + w^* + 2(\varphi_2 - \chi_2 + \chi_1 - \varphi_1)) + \\ &\left. \left. + v^* \left(\frac{3u}{t}\right) (\varphi_3 - \chi_3 + 2(v + \psi_1 - \psi_2)) \right] - 1 \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F^{(3)}(s, t) &= A \int_0^\infty du u^{-3/5} \left\{ \frac{1}{105} \exp\left(-i \frac{\pi s}{8u}\right) \left[w^* \left(\frac{3u}{t}\right) (8\psi_3 + 8w + 9\chi_1 - 2\chi_2 + 5w^* + 5\varphi_2) + \right. \right. \\ &+ w \left(\frac{3u}{t}\right) (5\chi_1 - 2\varphi_1 + 5w + 8\psi_3 + 8w^* + 9\varphi_2) + \exp\left(i \frac{\pi t}{8u}\right) (7\chi_1 + 2\varphi_1 + 8w + \\ &\left. \left. + 5\psi_3 + 8w^* + 7\varphi_2 + 2\chi_2) + 7v^* \left(\frac{3u}{t}\right) (\chi_3 - \varphi_3 + 2(\psi_2 - v - \psi_1)) \right] - 1 \right\}, \quad (7) \end{aligned}$$

где

$$A = -\frac{4}{5} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{3}{2}\right)^{2/5} \Gamma\left(\frac{9}{5}\right).$$

Функции χ_i , φ_i и ψ_i ($i=1, 2, 3$) удовлетворяют уравнениям

$$iu \frac{d\chi}{d\xi} = (1 - \xi^2)^{3/2} \left\{ \left[1 - \frac{8}{3}(1 - \xi^2) \right] \chi + \frac{4}{3} \xi^2 \varphi - \frac{4}{3} \xi \sqrt{1 - \xi^2} \psi \right\}, \quad (8)$$

$$iu \frac{d\varphi}{d\xi} = (1 - \xi^2)^{3/2} \left\{ \left(1 - \frac{8}{3} \xi^2 \right) \varphi + \frac{4}{3} (1 - \xi^2) \chi - \frac{4}{3} \xi \sqrt{1 - \xi^2} \psi \right\}, \quad (9)$$

$$iu \frac{d\psi}{d\xi} = -2(1 - \xi^2)^{3/2} \left\{ \xi \sqrt{1 - \xi^2} (\chi + \varphi) + \frac{1}{2} \psi \right\} \quad (10)$$

с начальными условиями

$$\begin{pmatrix} \chi_1 \\ \varphi_1 \\ \psi_1 \end{pmatrix}_{\xi=-1} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \chi_2 \\ \varphi_2 \\ \psi_2 \end{pmatrix}_{\xi=-1} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \chi_3 \\ \varphi_3 \\ \psi_3 \end{pmatrix}_{\xi=-1} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Отметим, что индекс i у функций χ_i , φ_i и ψ_i в уравнениях (8)–(10) опущен. Уравнения для w и v имеют вид

$$\left. \begin{aligned} iu \frac{dw}{d\xi} &= -(1 - \xi^2)^{3/2} \left\{ (1 - 2\xi^2) w + 2\xi \sqrt{1 - \xi^2} v \right\}, \\ iu \frac{dv}{d\xi} &= -(1 - \xi^2)^{3/2} \left\{ 2\xi \sqrt{1 - \xi^2} w - (1 - 2\xi^2) v \right\} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

с начальными условиями

$$w(\xi = -1) = 1, \quad v(\xi = -1) = 0.$$

Подчеркнем, что функции χ_i , φ_i , ψ_i , w и v , входящие в (6), (7), берутся при $\xi=1$. Вычисление интегралов (6), (7) и решение системы уравнений (8)—(11) производилось численно на ЭВМ, кроме значений $u \ll 1$. Для малых u система уравнений (8)—(11) рассматривалась в следящей системе координат [9]. При этом пренебрегалось величинами, не содержащими параметр $1/u$, и получающаяся система уравнений решалась аналитически.

Величины $F^{(x)}(s, t)$, а также различные комбинации разностей $F^{(x)}(s, t) - F^{(1)}(s, t)$ ($x \neq 1$) вычислялись для значений параметра t ,

равных ± 0.1 и ± 1.5 . Параметр s при этом принимал следующие значения: $0; \pm 1; \dots; \pm 10$.

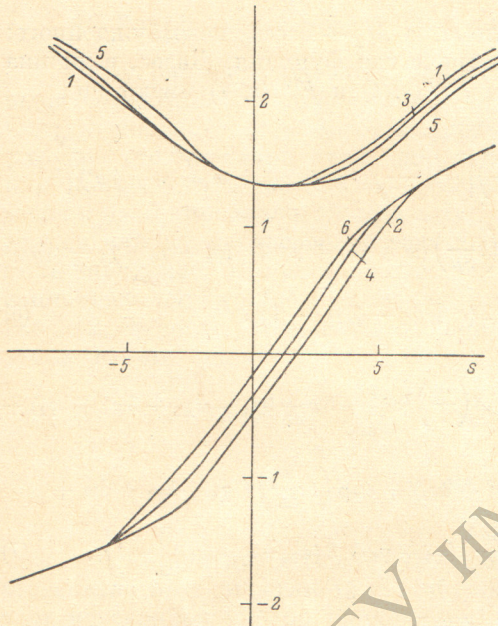
На рисунке приведена зависимость безразмерных ширины

$$F_1^{(x)} = \Gamma^{(x)}(v)/\gamma(v)$$

и безразмерных сдвигов

$$F_2^{(x)} = \varepsilon(c_1^{(b)} - c_0^{(b)})\Delta^{(x)}(v)/\gamma(v)$$

от параметра s при различных t . При данном t в пределах точности расчета величины $F_1^{(1)}$, $F_1^{(2)}$ и $F_1^{(3)}$ совпадают друг с другом. Аналогичное совпа-



Зависимость величин $F_1^{(1)}(s, t)$, $F_2^{(1)}(s, t)$ от s при $t = -1.5, \pm 0.1, 1.5$ (соответственно кривые 1, 2, 3, 4, 5 и 6).

дение имеет место и для величин $F_2^{(1)}$, $F_2^{(2)}$ и $F_2^{(3)}$. Как следует из рисунка, безразмерные сдвиги и ширины слабо зависят как от знака, так и от величины параметра t .

Отметим, что при выполнении условий $|s| \gg 1$ и $|s| \gg |t|$ справедлива асимптотическая формула

$$F^{(x)}(s, t) = -\frac{i5}{2} A\Gamma\left(\frac{3}{5}\right) \left(\frac{\pi}{8}|s|\right)^{2/5} \exp\left(i\frac{\pi}{5} \text{sign}(s)\right) \left\{ 1 - \frac{2(t+3)}{15s} - \frac{2}{25s^2} \left[\frac{17}{18}t^2 + \frac{113}{10} + \frac{t}{15}(-34\delta_{x,1} + 64\delta_{x,2} + \delta_{x,3}) \right] \right\}.$$

Для выбранных t вычисленные на ЭВМ величины $F^{(x)}(s, t)$ совпадают с их асимптотическими выражениями для $|s| \geq 3$. Анализ рассчитанных значений разностей $F^{(x)}(s, t) - F^{(1)}(s, t)$ ($x \neq 1$) при рассмотренных t и s показывает, что их максимальные значения реализуются при $|s| \geq 3$, когда фактически уже справедливо асимптотическое выражение для величины $F^{(x)}(s, t)$ и хорошо с ним согласуется.

Отметим, что во второй части работы рассматривается эффект, который существенно зависит от разностей $\Gamma^{(3)} - \Gamma^{(1)}$ и $\Delta^{(3)} - \Delta^{(1)}$.

Рассмотренный в работе общий подход к нахождению столкновительных характеристик позволяет сравнительно просто получить единственную отличную от нуля релаксационную характеристику $\mathcal{F}^{(2)}$ для оптически запрещенного перехода с моментами уровней $j_a=0, j_b=2$. Используя то, что компоненты S -матрицы уровня с моментом $j=2$ уже рассчитаны, а S -матрица для уровня с моментом $j=0$ имеет простой вид, получим следующий результат:

$$\mathcal{F}^{(2)}(v) = \Gamma^{(2)}(v) - i\Delta^{(2)}(v), \quad (12)$$

$$\Gamma^{(2)}(v) + i\varepsilon(c_1^{(b)} - c_0^{(b)})\Delta^{(2)}(v) = \gamma(v)F^{(2)}(s),$$

$$F^{(2)}(s) = A \int_0^{\infty} duu^{-3/2} \left\{ \frac{1}{5} \exp\left(-i \frac{\pi s}{8u}\right) [\chi_1 + \varphi_2 + \psi_3 + w + w^*] - 1 \right\},$$

где $\gamma(v)$ дается формулой (5), $c_0^{(a)}$ — константа Ван-дер-Ваальса уровня с $j_a=0$, а параметр s имеет вид

$$s = (5c_1^{(b)} - 3c_0^{(b)} - 2c_0^{(a)}) / (c_1^{(b)} - c_0^{(b)}).$$

Отметим следующее соотношение между $F^{(2)}(s)$ и величинами $F^{(x)}(s, t)$, введенными для перехода с моментами уровней $j_a=1$, $j_b=2$: $F^{(2)}(s) = F^{(x)}(s, t=0)$; $x=1, 2, 3$.

2. Вычисление напряженности электрического поля фотонного эха

Рассмотрим формирование фотонного эха в газовой среде двумя линейно поляризованными под углом ϕ друг к другу возбуждающими световыми импульсами, распространяющимися вдоль оси Y . Будем предполагать, что длительности T_1 и T_2 возбуждающих импульсов малы по сравнению с промежутком времени τ_s между ними и временами необратимых релаксаций.

Пусть несущая частота ω возбуждающих импульсов резонансна к частоте ω_0 оптически разрешенного атомного (молекулярного) перехода с угловыми моментами верхнего j_b и нижнего j_a уровней. Как и в [10], ограничимся случаем малых площадей возбуждающих импульсов, что предполагает выполнение неравенства

$$|d| e^{(i)} T_i / (2j_b + 1)^{1/2} \hbar \ll 1; \quad i = 1, 2, \quad (13)$$

где d — приведенный матричный элемент оператора дипольного момента рассматриваемого перехода $j_b \rightarrow j_a$, а $e^{(1)}$ и $e^{(2)}$ — амплитуды напряженностей электрического поля первого и второго возбуждающих импульсов. Методика вычисления напряженности E^3 электрического поля фотонного эха аналогична использованной в [10]. Однако в отличие от [10] в настоящей работе напряженность вычислялась не в первом исчезающем по параметру (13) приближении, а учитывался и следующий порядок малости. Отметим, что для целых j площади возбуждающих импульсов θ_i , которые определим в соответствии с [11], даются формулами

$$\theta_i = \bar{\theta}_i \sqrt{\frac{4j}{(j+1)(2j+1)}} \quad \text{для переходов } j \rightarrow j,$$

$$\theta_i = \bar{\theta}_i \sqrt{\frac{4(j+1)}{(2j+1)(2j+3)}} \quad \text{для переходов } j \rightleftharpoons j+1,$$

$$\bar{\theta}_i = |d| e^{(i)} T_i / \hbar; \quad i = 1, 2.$$

В указанных предположениях для напряженности электрического поля фотонного эха, сформированного на узкой спектральной линии ($1/T_0 \ll 1/T_i$, $i=1, 2$), получим

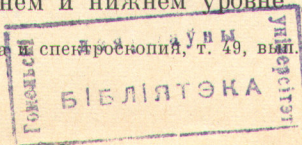
$$E^3 = -\pi\omega_0 \frac{L}{c} |d|^3 N_0 \exp[-(t' - \tau_s)^2 / 4T_0^2] e^3 \times$$

$$\times \exp[i(\omega_0 t - ky + 2\Phi_2 - \Phi_1) - \gamma^{(1)}(t' + \tau_s)] + \text{к. с.}, \quad (14)$$

где

$$t' = t - \tau_s - T_1 - T_2 - (y/c), \quad N_0 = n_b - n_a, \quad \gamma^{(x)} = (\gamma_a^{(0)} + \gamma_b^{(0)})/2 + \Gamma^{(x)}.$$

Здесь T_0 — время обратимой доплеровской релаксации, которое выражается через тепловую скорость u атомов газа: $T_0 = 1/ku$; L — протяженность газовой среды, Φ_1 и Φ_2 — постоянные сдвиги фаз первого и второго возбуждающих импульсов, $(2j_b + 1)n_b$ и $(2j_a + 1)n_a$ — плотности атомов на верхнем и нижнем уровне до падения на среду первого возбуждающего



щего импульса. Далее, $1/\gamma_a^{(0)}$ и $1/\gamma_b^{(0)}$ — времена релаксации уровней a и b за счет газокинетических неупругих столкновений и радиационного распада, а отличные от нуля компоненты вектора e^3 имеют вид

$$e_z^3 = \frac{1}{3} A \cos \psi \left\{ 1 - \bar{\theta}^2 \left[\frac{1}{2} A + \frac{C^2}{A} - \frac{C^2}{2A} (1 - 5 \cos 2\psi) M \right] \right\}, \quad (15)$$

$$e_x^3 = \frac{1}{2} B \sin \psi \left\{ 1 - \bar{\theta}^2 \left[\frac{1}{12} (7A - 3D - 3B) + \frac{2}{9B} (2C^2 - 5F^2) + \frac{C^2}{3B} (3 + 5 \cos 2\psi) M \right] \right\}, \quad (16)$$

где

$$M = \exp [-(\gamma^{(3)} - \gamma^{(1)}) \tau_s - i (\Delta^{(3)} - \Delta^{(1)}) \tau_s].$$

В (15) и (16) ось Z совпадает с направлением вектора поляризации второго возбуждающего импульса, а поляризация первого импульса составляет с положительным направлением оси X угол $(\pi/2) - \psi$. Отметим, что для упрощения формул (14)–(16) положено $\bar{\theta}_1 = \bar{\theta}_2 = \bar{\theta}$.

Подчеркнем, что под $\Gamma^{(x)}$ и $\Delta^{(x)}$ в (14)–(16) подразумеваются релаксационные характеристики матрицы оптической когерентности, усредненные по скорости возбужденного атома. В частности, для перехода $j_b = 2 \rightarrow j_a = 1$ величины $\Gamma^{(x)}$ и $\Delta^{(x)}$ получаются из (3)–(5) усреднением по модулю скорости возбужденного атома

$$\Gamma^{(x)} - i\Delta^{(x)} = \int v^2 dv f(v) \mathcal{S}^{(x)}(v),$$

$$\Gamma^{(x)} + i\epsilon (c_1^{(b)} - c_0^{(b)}) \Delta^{(x)} = \gamma F^{(x)}(s, t),$$

$$\gamma = \pi n_0 |c_1^{(b)} - c_0^{(b)}|^2 / s \left(\frac{2T}{M} \right)^{3/10},$$

где $M = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ — приведенная масса. Наконец, величины $A = A(j_b, j_a)$ и $B = B(j_b, j_a)$ приведены в [10], а $C = C(j_b, j_a)$, $D = D(j_b, j_a)$ и $F = F(j_b, j_a)$ имеют вид

$$\left. \begin{aligned} C(j, j) &= - \frac{[2(j-1)(2j-1)(j+2)(2j+3)]^{1/2}}{5\sqrt{7}j(j+1)(2j+1)}, \\ C(j+1, j) &= C(j, j+1) = \frac{2[j(2j-1)(j+2)(2j+5)]^{1/2}}{5\sqrt{21}(j+1)(2j+1)(2j+3)}, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$D(j, j) = \frac{2}{3(2j+1)}, \quad D(j+1, j) = D(j, j+1) = \frac{4(j+1)}{3(2j+1)(2j+3)}, \quad (18)$$

$$F(j, j) = 0, \quad F(j+1, j) = -F(j, j+1) = \frac{2[j(j+2)]^{1/2}}{5\sqrt{3}(2j+1)(2j+3)}. \quad (19)$$

Фотонное эхо (14)–(16) распространяется с несущей частотой ω_0 и в общем случае эллиптически поляризовано. Лишь при $|\Delta^{(3)} - \Delta^{(1)}| \tau_s \ll 1$ поляризация эха становится линейной. В дальнейшем будем считать, что $|\Delta^{(3)} - \Delta^{(1)}| \tau_s \ll 1$. Отметим, что как найдено в [12], при $|\Delta^{(3)} - \Delta^{(1)}| \tau_s \gg 1$ имеют место бегущие интенсивности фотонного эха как функции τ_s с частотой $\Delta^{(3)} - \Delta^{(1)}$.

Как следует из (14)–(16), угол φ_s , который составляет вектор поляризации эха с вектором поляризации второго возбуждающего импульса, определяется из уравнения

$$\operatorname{tg} \varphi_s = e_x^3 / e_z^3.$$

В частности, для рассматриваемого в статье перехода $j_b = 2 \rightarrow j_a = 1$ из (14)–(19) имеем

$$\operatorname{tg} \varphi_s = - \frac{6}{17} \operatorname{tg} \psi \left\{ 1 + \frac{\theta^2}{1632} [(9 + 23 \cos 2\psi) \exp [-(\gamma^{(3)} - \gamma^{(1)}) \tau_s] - 1] \right\}, \quad \theta = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{15}} \bar{\theta}. \quad (20)$$

Отметим, что формула (20) переходит в соответствующую формулу работы [13], если в последней перейти к пределу малых площадей возбуждающих импульсов.

Для исследований явления фотонного эха в молекулярных газах особый интерес представляет случай больших моментов $j \gg 1$. В этом случае из (14)—(19) имеем

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{1}{3} \operatorname{tg} \psi \left\{ 1 - \frac{\theta^2}{42} [2(1 + \cos 2\psi) \exp(-(\gamma^{(3)} - \gamma^{(1)}) \tau_0) - 1] \right\}, \quad \theta = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{j}} \tilde{\theta} \quad (21)$$

для переходов $j \rightarrow j$,

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = -\frac{1}{2} \operatorname{tg} \psi \left\{ 1 - \frac{\theta^2}{1260} [28 - 15(1 + 3 \cos 2\psi) \exp(-(\gamma^{(3)} - \gamma^{(1)}) \tau_0)] \right\},$$

$$\theta = \frac{1}{\sqrt{j}} \tilde{\theta} \quad (22)$$

для переходов $j \rightleftharpoons j+1$. Подчеркнем, что формула (21) при $\gamma^{(3)} = \gamma^{(1)}$ переходит в соответствующую формулу работы [11], если в последней перейти к пределу малых площадей возбуждающих импульсов.

Как следует из (20)—(22), угол наклона вектора поляризации эха к вектору поляризации второго возбуждающего импульса зависит от разности $\gamma^{(3)} - \gamma^{(1)}$. Так как отличие $\gamma^{(3)}$ от $\gamma^{(1)}$ вызвано только деполаризующими столкновениями, то, меняя давление газа, можно проверить теоретические соотношения, следующие из принятой модели столкновений.

Литература

- [1] F. W. Yegon, H. W. Foley. *Phys. Rev.*, **134**, 625, 1964.
- [2] A. Omon. *J. Phys.*, **26**, 26, 1965.
- [3] В. Н. Ребане. *Опт. и спектр.*, **26**, 673, 1969.
- [4] В. Н. Ребане. *Опт. и спектр.*, **41**, 372, 1976.
- [5] В. Н. Ребане. *Опт. и спектр.*, **44**, 644, 1978.
- [6] Д. С. Бакаев, И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко. *ЖЭТФ*, **76** 1212, 1979.
- [7] В. Н. Ребане. Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по физике электронных и атомных столкновений, часть 2,82. Петрозаводск, 1978.
- [8] В. К. Мацкевич. *Опт. и спектр.*, **37**, 411, 1974.
- [9] Ю. А. Вдовин, Н. А. Добродеев, В. М. Дубовик, В. К. Мацкевич. В сб.: Вопросы теории атомных столкновений, 50. Атомиздат, 1974.
- [10] И. В. Евсеев, В. М. Ермаченко. *Письма ЖЭТФ*, **28**, 689, 1978.
- [11] J. P. Gordon, C. H. Wang, C. K. N. Patel, R. E. Slusher, W. J. Tomlinson. *Phys. Rev.*, **179**, 294, 1969.
- [12] I. V. Yevseyev, V. M. Yermachenko. *Phys. Lett.*, **60A**, 187, 1977.
- [13] C. H. Wang. *Phys. Rev.*, **B1**, 156, 1970.

Поступило в Редакцию 25 августа 1979 г.