

Фазочувствительная электромодуляция фотолюминесценции при бихроматическом возбуждении атомов

В.А.Астапенко

Предложен и проанализирован новый тип модуляции интенсивности фотолюминесценции атомов, которые возбуждаются бихроматическим лазерным излучением с отношением частот 1 : 2, обусловленной изменением во времени воздействующего на атом внешнего электрического поля. Физической основой данного процесса является квантовая интерференция амплитуд двух каналов фотовозбуждения атома, которая оказывается возможной, поскольку приложенное электрическое поле снимает запрет по четности для одного из каналов возбуждения. Важной чертой исследуемого процесса является зависимость фотолюминесценции от разности фаз монохроматических компонент возбуждающего излучения. Расчет проведен для случая возбуждения атома щелочного металла на s–s-переходе с учетом влияния эффекта насыщения.

Ключевые слова: фотолюминесценция, бихроматическое излучение, квантовая интерференция.

1. Введение

Когерентным (фазовым) контролем в бихроматическом поле называют управление скоростью фотоиндуцированного процесса за счет изменения разности фаз между монохроматическими компонентами излучения, инициирующими данный процесс. В основе этого явления лежит интерференция квантово-механических амплитуд двух каналов перехода системы из начального состояния в конечное под действием монохроматических составляющих бихроматического поля, которое представляет собой когерентную смесь излучения на основной частоте и его гармонике.

Теоретическому и экспериментальному исследованию различных типов когерентного контроля в бихроматическом лазерном поле посвящено множество работ (см. обзоры [1, 2]). Рассматривался когерентный контроль фотоионизации атомов [3–5], фоторазрушения отрицательных ионов [6], фотоионизации [7] и фотодиссоциации [8] молекул, внешнего [9, 10] и внутреннего [11] фотоэффекта, а также контроль ряда «фотоассистированных» процессов в бихроматическом лазерном поле: рассеяния электронов [12] и рентгеновских лучей [13] на атомах, генерации рентгеновских лучей и радиационной рекомбинации [14] и др.

В предыдущей работе автора [15] был предложен новый способ когерентного контроля фотовозбуждения атомов в дискретном спектре под действием бихроматического излучения с отношением частот 1 : 2, когда дипольный переход в центрально-симметричной системе по одному из каналов запрещен правилами отбора по четности. Для преодоления этого в [15] предлагалось ис-

пользовать электростатического поле, снимающее указанный запрет и позволяющее тем самым реализовать когерентный контроль возбуждения атома в дискретном спектре при различной четности числа фотонов в каждом из каналов процесса. Существенным достоинством когерентного контроля этого типа является наличие нового параметра – напряженности электростатического поля F_0 .

В [15] было, в частности, показано, что в условиях деструктивной интерференции амплитуд каналов возбуждения существует такое значение напряженности F_0 , при котором полная вероятность процесса оказывается равной нулю – возбуждаемый переход «просветляется». В цитируемой работе для регистрации когерентного контроля предлагалось использовать сигнал фотолюминесценции на смежном электронном переходе. Отметим, что люминесцентный метод фазового контроля был впервые предложен в работе автора [16] при анализе возбуждения атома в дискретном спектре под действием бихроматического излучения с отношением частот 1 : 3.

Настоящая работа посвящена развитию и обобщению предложенного в [15] метода когерентного контроля возбуждения атома. Суть этого обобщения состоит в замене электростатического поля, снимающего запрет по четности, переменным электрическим полем. Тогда сигнал фотолюминесценции, возникающей в результате такого возбуждения, оказывается промодулированным во времени, причем характер этой модуляции существенно зависит от разности фаз бихроматического поля. Таким образом возникает фазочувствительная электромодуляция люминесценции, представляющая собой новый тип когерентного контроля в бихроматическом лазерном поле.

2. Расчет интенсивности сигнала фотолюминесценции

С целью выявления основных качественных характеристик предлагаемого типа когерентного контроля рассмотрим, как и в [15], простейший случай возбуждения

В.А.Астапенко. Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия 141700 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9; e-mail: astval@mail.ru, astval@hotmail.com

атома щелочного металла из основного в первое возбужденное s -состояние (с нулевым орбитальным моментом) под действием бихроматического излучения вида

$$\mathbf{F}(t) = F_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + F_2 \cos(2\omega t + \varphi_2), \quad (1)$$

где $F_{1,2}$ – амплитуды электрического поля монохроматических компонент излучения; $\varphi_{1,2}$ – начальные фазы излучения на основной частоте и частоте его второй гармоники. Основная частота ω определяется из закона сохранения энергии

$$2\hbar\omega = \Delta E_{fi} \equiv \hbar\omega_{fi}, \quad (2)$$

где ΔE_{fi} – энергия возбуждения; ω_{fi} – собственная частота возбуждаемого перехода в атоме. Отметим, что характерная величина энергии возбуждения переходов рассматриваемого типа в щелочных атомах находится в пределах 2.2–3.4 эВ [17], так что соответствующая основная частота излучения лежит в легкодоступном ближнем ИК диапазоне.

Первый канал фотовозбуждения атома представляет собой двухфотонное поглощение излучения на основной частоте. Этот процесс в рассматриваемом случае (s – s -переход) разрешен дипольными правилами отбора для сферически-симметричной системы. Второй канал фотовозбуждения – однофотонное поглощения излучения второй гармоники – запрещен правилами отбора по четности [18]. Эти правила снимаются при наложении электрического поля, которое мы будем предполагать пространственно однородным. В отличие от работы [15] далее рассматривается переменное электрическое поле достаточно низкой частоты. Для простоты будем полагать его гармоническим:

$$\mathbf{F}_{if}(t) = F_0 \cos(\Omega t). \quad (3)$$

Частота Ω этого переменного поля должна быть достаточно низкой, такой, чтобы возбуждаемая система могла адиабатически следовать за изменением напряженности электрического поля. Тогда расчет вероятности возбуждения атома из начального состояния $|i\rangle = |ns\rangle$ в конечное состояние $|f\rangle = |(n+1)s\rangle$ под действием излучения (1) в присутствии электрического поля (3) полностью аналогичен вычислениям, проведенным в [15]. Таким образом, следуя методике расчета, изложенной в [15], можно получить следующее выражение для вероятности возбуждения перехода $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ в единицу времени:

$$w_{fi}^{\text{tot}}(\varphi, t) = \frac{4\pi^3}{\hbar^2 c^2} G_{fi}(\omega) I_1^2 |c_1 + 2r_{01} \cos(\Omega t) \sqrt{\eta} \exp(i\varphi) c_2|^2, \quad (4)$$

где $G_{fi}(\omega)$ – функция формы линии возбуждаемого атомного перехода; $r_{01} = F_0/F_1$ – отношение амплитуд напряженностей низкочастотного электрического поля (3) и электрического поля в излучении на основной частоте; $I_1 = cF_1^2/8\pi$ – интенсивность излучения на основной частоте; $\eta = I_2/I_1$ – отношение интенсивностей монохроматических компонент поля; $\varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2$ – контролируемый сдвиг фаз между монохроматическими компонентами излучения (1) – «бихроматическая фаза». Угол между

векторами \mathbf{F}_0 и \mathbf{F}_2 положен равным нулю. В формулу (4) введены также следующие обозначения: $c_1 = c_{fi}(\omega, -\omega)$ и $c_2 = c_{fi}(2\omega, 0)$, где $c_{fi}(\omega, \omega')$ – скалярная часть тензора рассеяния электромагнитного излучения на атоме, сопровождающегося возбуждением рассматриваемого перехода, которая описывает и комбинационное рассеяние света на атоме [19]. Параметры $c_{1,2}$ вместе с функцией формы линии $G_{fi}(\omega)$ описывают динамику оптического электрона в ходе возбуждения атома по первому и второму каналам.

Упомянувшееся выше условие адиабатичности воздействия переменного электрического поля на атом, в рамках которого получена формула (4), может быть представлено в следующем виде:

$$\Omega \ll A_f, \quad (5)$$

где A_f – вероятность (в единицу времени) распада возбужденного состояния. Поскольку в рассматриваемом случае $A_f \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$, то неравенство (5) ограничивает весьма широкий частотный диапазон электрического поля.

При выводе выражения (4) предполагалось, что амплитуды напряженности электрических полей, участвующих в процессе, много меньше характерной атомной напряженности ($F_a = 5.14 \times 10^9 \text{ В/см}$), т. е. имеет место режим, когда при взаимодействии внешних полей с атомом применима теория возмущений. Применимость теории возмущений в данном случае обусловлена также отсутствием однофотонного резонанса на дипольно-разрешенном переходе, при реализации которого даже относительно слабые поля нужно учитывать вне рамок теории возмущений [20].

Схема бихроматического возбуждения люминесценции из основного состояния атома натрия изображена на рис.1. При этом длина волны излучения накачки на основной частоте $\lambda_1 = 777 \text{ нм}$, а длины волн люминесценции λ_{fi} и λ_{ji} равны 1140 и 590 нм соответственно. Тонким расщеплением промежуточного уровня $3p$ пренебрегаем. В дальнейшем для определенности будем рассматривать люминесценцию на переходе $4s \rightarrow 3p$ ($|f\rangle \rightarrow |j\rangle$). Плотность мощности фотолюминесценции, излучаемой на этом переходе из единицы объема взаимодействия в единичный телесный угол,

$$q_{ij} = N_f A_{ij} \frac{\hbar\omega_{ij}}{4\pi}, \quad (6)$$

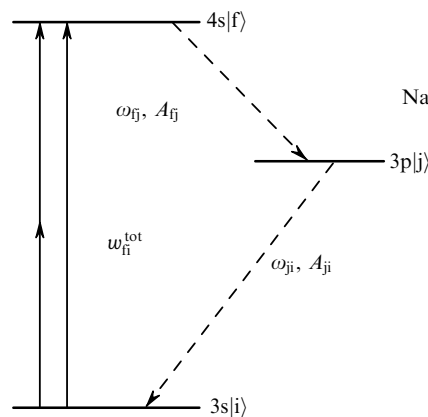


Рис.1. Схема бихроматического возбуждения люминесценции в атоме натрия.

где N_f – концентрация атомов, возбужденных бихроматическим излучением в состоянии $|f\rangle$; $A_{\bar{f}j}$ – коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения; $\hbar\omega_{\bar{f}j}$ – энергия перехода.

Для расчета N_f предположим, что люминесценция возбуждается в квазистационарном режиме. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы длительность импульса бихроматического излучения превышала характерные времена релаксации возбужденных уровней $|f\rangle$ и $|j\rangle$, которые по порядку величины в нашем случае равны 10^{-8} с. С учетом данного предположения легко получить следующее равенство (подробности вывода см. в статье [16]):

$$q_{\bar{f}j} = q_{\bar{f}j}^{(s)} \frac{T_1 w_{\bar{f}j}^{\text{tot}}}{1 + T_1 w_{\bar{f}j}^{\text{tot}}}, \quad (7)$$

где

$$q_{\bar{f}j}^{(s)} = \frac{\hbar\omega_{\bar{f}j} N_0}{4\pi T_1} \quad (8)$$

– плотность мощности люминесценции в режиме насыщения;

$$T_1 = A_{\bar{f}j}^{-1} + A_{ji}^{-1} \quad (9)$$

– время релаксации трехуровневой системы, изображенной на рис.1; $w_{\bar{f}j}^{\text{tot}}$ – вероятность бихроматического возбуждения (4); N_0 – полная концентрация атомов натрия.

Формулы (7)–(9) получены в пренебрежении релаксацией, связанной с резонансной передачей энергии между атомами натрия. Такое пренебрежение накладывает ограничения на концентрацию атомов: $N_0 < N_0^*$. Оценка показывает (см. [16]), что в рассматриваемом случае $N_0^* \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

3. Фазочувствительная модуляция люминесценции

Используем формулы предыдущего раздела для анализа модуляции фотолюминесценции, возбуждаемой бихроматическим полем (1), которая обусловлена воздействием на атомный переход низкочастотного электрического поля (3).

Как видно из формулы (4), зависимость полной вероятности возбуждения от относительной разности фаз монохроматических компонент проявляется в максимальной степени, если слагаемые под знаком модуля, описывающие амплитуды двух каналов, равны друг другу по модулю. Это условие определяет оптимальное значение параметра η (отношения интенсивности второй гармоники к интенсивности излучения на основной частоте). В случае электростатического поля (3) ($\Omega = 0$) выражение для оптимального параметра η имеет вид

$$\tilde{\eta}_{\text{opt}} = \left| \frac{c_1}{2c_2 r_{01}} \right|^2. \quad (10)$$

Тильда в этой формуле означает, что данное равенство получено в предположении постоянства внешнего электрического поля. В случае возбуждения атома натрия из основного состояния в первое возбужденное s-состояние, когда $c_1 \approx 715$ и $c_2 = 8.4$, равенство (10) можно переписать в виде

$$\tilde{\eta}_{\text{opt}} = \frac{1800}{r_{01}^2}. \quad (11)$$

Отсюда следует зависимость оптимального отношения интенсивностей монохроматических компонент излучения (1) от параметра $r_{01} = F_0/F_1$.

Из выражения (7) для плотности мощности фотолюминесценции следует, что вдали от насыщения, когда выполняется неравенство

$$w_{\bar{f}j}^{\text{tot}} \ll T_1^{-1}, \quad (12)$$

фазовая зависимость фотолюминесценции совпадает с фазовой зависимостью вероятности возбуждения (4). Для интенсивности излучения на основной частоте, при которой наступает эффект насыщения по первому каналу в случае двухфотонном возбуждении атома натрия (см. рис.1), оценка дает следующее значение:

$$I_1^{\text{sat}}[\text{Na}] \approx 1.6 \times 10^5 \text{ Вт/см}^2. \quad (13)$$

Если $I_1 \ll I_1^{\text{sat}}$ (ненасыщенный режим), выражение (7) принимает вид

$$q_{\bar{f}j} \approx \frac{\hbar\omega_{\bar{f}j}}{4\pi} N_0 w_{\bar{f}j}^{\text{tot}}. \quad (14)$$

Подставляя в (14) выражение для вероятности возбуждения (4) и выделяя в явном виде зависимости от бихроматической фазы $\varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2$ и фазы низкочастотного электрического поля $\chi = \Omega t$, получаем для плотности мощности люминесценции в ненасыщенном режиме

$$q_{\bar{f}j}^{\text{nsat}}(\chi, \varphi, p) = q_{\bar{f}j}^{(0)} (1 + p^2 \cos^2 \chi + 2p \cos \chi \cos \varphi), \quad (15)$$

где

$$p = \frac{2c_2 \sqrt{\eta} r_{01}}{c_1} = \left(\frac{\eta}{\tilde{\eta}_{\text{opt}}} \right)^{1/2} \quad (16)$$

– параметр низкочастотной модуляции, пропорциональный отношению амплитуды однофотонного поглощения второй гармоники (при $\Omega = 0$) к амплитуде двухфотонного поглощения излучения на основной частоте. В правой части равенства (15) выделен размерный множитель $q_{\bar{f}j}^{(0)}$, равный плотности мощности фотолюминесценции в отсутствие второй гармоники. Из (15) следует выражение для параметра глубины фазовой модуляции (по отношению к бихроматической фазе $\varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2$):

$$\zeta(p, \chi) = \frac{4p \cos \chi}{1 + p^2 \cos^2 \chi}. \quad (17)$$

Этот параметр определяет эффективность когерентного контроля рассматриваемого процесса [15]. Максимальная эффективность достигается при $p = 1$ и $\chi = \pi l$, когда $|\zeta| = 2$.

Введем в рассмотрение коэффициент модуляции фотолюминесценции за счет изменения низкочастотного поля (3) (фазы $\chi = \Omega t$):

$$k_{\text{mod}} = 2 \frac{(q_{\bar{f}j})_{\text{max}} - (q_{\bar{f}j})_{\text{min}}}{(q_{\bar{f}j})_{\text{max}} + (q_{\bar{f}j})_{\text{min}}}. \quad (18)$$

Этот коэффициент является функцией бихроматической фазы $\varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2$ и параметра p (см. формулу (16)). Вдали от насыщения, когда выполняется неравенство (12), можно получить следующее явное выражение данной функции:

$$k_{\text{mod}}^{\text{nsat}}(\varphi, p) = 2 \frac{(|p| + |\cos \varphi|)^2}{2 \sin^2 \varphi + (|p| + |\cos \varphi|)^2}. \quad (19)$$

Из этого равенства следует, что максимальный коэффициент модуляции достигается при $\varphi = \pi l$. В этом случае $k_{\text{mod}}^{\text{nsat}} = 2$ для всех значений параметра p . Минимальный коэффициент имеет место при $\varphi = \pi l/2$, когда интерференционный член в формуле для вероятности возбуждения равен нулю; тогда $k_{\text{mod}}^{\text{nsat}} = 2p^2/(2 + p^2)$.

В ненасыщенном режиме отношение максимального коэффициента модуляции к минимальному коэффициенту $k_{\text{mod}}^{\text{nsat}}/k_{\text{min}}^{\text{nsat}} = 1 + 2/p^2$. Оно велико для малых значений параметра p и стремится к единице при его больших значениях.

Результаты расчета модуляции фотолюминесценции, полученные с помощью формулы (15) для трех значений бихроматической фазы ($\varphi = \pi/3, \pi/2, \pi$) и параметров задачи $\eta = 1800, I_1 = 10^4 \text{ Вт/см}^2 \ll I_1^{\text{sat}}, N_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $r_{01} = 1 (F_0 \approx 10^3 \text{ В/см})$, представлены на рис.2. Как и следовало ожидать (см. формулу (19)), минимальная модуляция люминесценции имеет место для бихроматической фазы $\varphi = \pi/2$ ($k_{\text{mod}} = 2/3$), максимальная – для $\varphi = \pi$ ($k_{\text{mod}} = 2$). В случае $\varphi = \pi/3$ ($k_{\text{mod}} = 6/5$) на модуляционной кривой фотолюминесценции появляются дополнительные максимумы и минимумы. Из рис.2 следует асимметрия «верх – низ» модуляционных кривых, если межканальная интерференция не равна нулю: $\varphi \neq \pi/2$.

Зависимость характера низкочастотной модуляции фотолюминесценции в ненасыщенном режиме (см. условие (12)) от величины параметра $p = (\eta/\tilde{\eta}_{\text{опт}})^{1/2}$ при фиксированной бихроматической фазе $\varphi = \pi/3$ представлена на рис.3. Видно, что меньшему значению параметра p соответствует кривая с «плоскими» участками и меньшим коэффициентом модуляции. Расчет показывает, что с дальнейшим уменьшением параметра p соответствующая кривая, описывающая фотолюминесценцию, становится симметричной, а глубина модуляции уменьшается

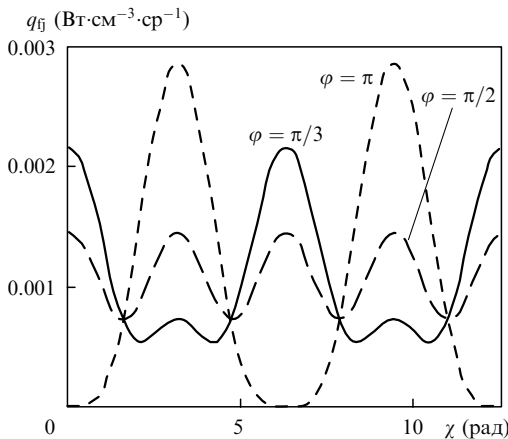


Рис.2. Модуляции плотности мощности фотолюминесценции при бихроматическом возбуждении атома натрия в присутствии низкочастотного электрического поля в ненасыщенном режиме ($I_1 = 10^4 \text{ Вт/см}^2 \ll I_1^{\text{sat}}$) при различных значениях бихроматической фазы φ и $p = 1$.

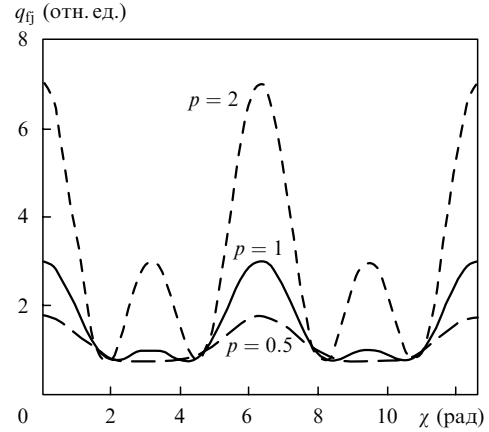


Рис.3. Зависимости характера низкочастотной модуляции фотолюминесценции от параметра модуляции p в ненасыщенном режиме при фиксированном значении бихроматической фазы $\varphi = \pi/3$.

вплоть до $k_{\text{mod}} = 2/7$. С увеличением параметра p меньший максимум растет при $\chi = \pi, 3\pi$, и в пределе $p \rightarrow \infty$ кривая становится симметричной.

При переходе в режим насыщения, когда выполняется неравенство, противоположное условию (12), зависимость плотности мощности люминесценции от вероятности возбуждения атома, как это видно из формулы (7), становится более слабой, за исключением тех значений фазы $\chi = \Omega t$, при которых вероятность возбуждения атомного перехода мала. На рис.4 представлены зависимости сигнала люминесценции от фазы низкочастотного электрического поля для тех же значений бихроматической фазы и параметра p , что и на рис.2, но при большей интенсивности излучения на основной частоте ($I_1 = 5 \times 10^5 \text{ Вт/см}^2 > I_1^{\text{sat}}$). Из рис.4 следует, что большой коэффициент модуляции ($k_{\text{mod}} = 2$) сохраняется при $\varphi = \pi$, когда межканальная интерференция в вероятности возбуждения максимальна, и что существуют такие значения фазы χ , при которых эта вероятность равна нулю. При этом ширина провала на соответствующей кривой уменьшается, а вдали от значений $\chi = 2\pi l$ фазовая зависимость является слабой. Для $\varphi = \pi/3$ и $\pi/2$, когда для всех фаз χ низкочастотного поля $w_{fl}^{\text{tot}} \neq 0$, коэффициент модуляции резко снижается с ростом интенсивности лазерного излучения, обусловленным эффектом насыщения. В пределе $I_1 \gg I_1^{\text{sat}}$ для $\varphi \neq \pi l$ коэффициент моду-

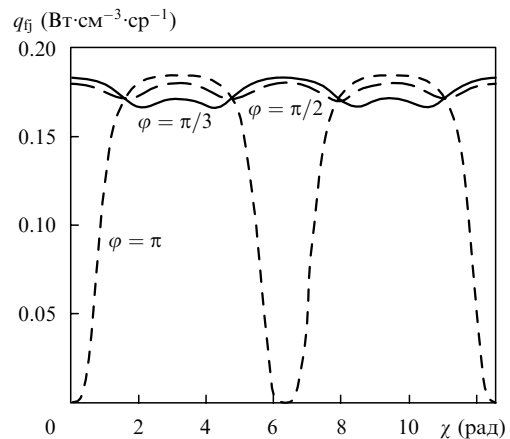


Рис.4. Зависимости плотности мощности фотолюминесценции от фазы φ низкочастотного электрического поля в режиме насыщения при $I_1 = 5 \times 10^5 \text{ Вт/см}^2 > I_1^{\text{sat}}$.

ляции люминесценции стремится к нулю, а при $\varphi = \pi$ провал на соответствующей кривой становится бесконечно узким. Таким образом, в режиме насыщения характер модуляции сигнала люминесценции как функции фазы низкочастотного электрического поля (3) существенно изменяется по сравнению со случаем относительно низкой интенсивности лазерного поля (в смысле выполнения неравенства (12)).

4. Заключение

В работе рассчитана и проанализирована модуляция сигнала фотолюминесценции, возбуждаемой в атоме бихроматическим излучением с отношением частот 1 : 2, за счет изменения во времени низкочастотного электрического поля, снимающего запрет по четности для одного из каналов возбуждения.

Расчет проведен на примере возбуждения атома щелочного металла из основного в первое возбужденное s -состояние, когда для сферически-симметричной системы разрешен двухфотонный и запрещен однофотонный переход. Получено выражение для плотности мощности люминесценции, возбуждаемой бихроматическим лазерным излучением, учитывающее эффект насыщения возбуждаемого перехода. В этом выражении атомная динамика описывается с помощью скалярной части тензора рассеяния света с одновременным возбуждением атома – величины, определяющей также сечение комбинационно-го рассеяния света.

Показано, что характер модуляции люминесценции под действием переменного электрического поля существенно зависит от бихроматической фазы $\varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2$, параметра модуляции p (см. определение (16)) и интенсивности монохроматических составляющих излучения накачки. Наибольший коэффициент модуляции реализуется для не слишком высоких интенсивностей лазерного поля (вне режима насыщения возбуждаемого атомного перехода – условие (12)) и тех значений бихроматической фазы и параметра p , при которых межканальная интерференция при возбуждении атома максимальна. В режиме насыщения коэффициент модуляции резко падает, за исключением узких областей изменения низкочастотной

фазы $\chi = \Omega t$, в которых вероятность процесса близка к нулю вследствие деструктивной интерференции каналов возбуждения.

Установлено, что необходимые для наблюдения модуляции люминесценции параметры задачи, такие как частоты и интенсивности монохроматических составляющих излучения и напряженность низкочастотного электрического поля, лежат в легко доступной для эксперимента области значений.

Изученный в работе процесс может рассматриваться как новый тип фазового когерентного контроля возбуждения атомов в дискретном энергетическом спектре, практическое использование которого облегчает люминесцентный метод регистрации.

1. Ehlotzky F. *Phys. Rep.*, **345**, 175 (2001).
2. Shapiro M., Brumer P. *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 859 (2003).
3. Баранова Н.Б., Бегеров И.М., Зельдович Б.Я., Рябцев И.И., Чудинов А.Н., Шульгинов А.А. *Письма в ЖЭТФ*, **55**, 431 (1992).
4. Cavalieri S., Eramo R., Fini L. *Phys. Rev. A*, **55**, 2941 (1997).
5. Fidirig M., Cionga A. *Eur. Phys. J. D*, **15**, 33 (2001).
6. Kuchiev M.Yu., Ostrovsky V.N. *Phys. Rev. A*, **59**, 2844 (1999).
7. Lu S.P., Park S.M., Xie Y., Gordon R.J. *J. Chem. Phys.*, **96**, 6613 (1992).
8. Sheehy B., Walker B., DiMauro L.F. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4799 (1995).
9. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Чудинов А.Н., Шульгинов А.А. *ЖЭТФ*, **98**, 1857 (1990).
10. Astapenko V.A., Buimistrov V.M. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, 1371, (2003).
11. Nache A., Kostoulas Y., Atanasov R., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 306 (1997).
12. Ghalim M., Mastour F. *J. Phys. B*, **32**, 3783 (1999).
13. Milosevic D.B., Starace A.F. *J. Phys. B*, **32**, 1831 (1999).
14. Jaron A., Kaminski J.Z., Ehlotzky F. *J. Phys. B*, **34**, 1221 (2001).
15. Астапенко В.А. *Квантовая электроника*, **35**, 541 (2005).
16. Астапенко В.А., Дозорцев В.Е. *Изв. вузов. Сер. Физика*, № 4, 7 (2005).
17. Радциг А.А., Смирнов Б.М. *Параметры атомов и атомных ионов* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
18. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1963).
19. Рапопорт Л.П., Зон Б.А., Манаков Н.Л. *Теория многофотонных процессов в атомах* (М.: Атомиздат, 1978).
20. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. *Атом в сильном световом поле* (М.: Энергоатомиздат, 1984).