

СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2011 В.А. Решетов, Е.Н. Попов

Тольяттинский государственный университет

Поступила в редакцию 10.03.2011

В работе рассматривается столкновительное фотонное эхо, формируемое двумя лазерными импульсами с ортогональными эллиптическими поляризациями на переходе с изменением углового момента $0 - 1$. Найдена зависимость интенсивности эха от эллиптичности импульсов накачки. Было показано, что интенсивность эха максимальна при линейных и обращается в 0 при круговых ортогональных поляризациях. Обнаружен эффект уменьшения сигнала столкновительного эха в продольном магнитном поле. Предложено использовать этот эффект для определения параметров релаксации за счёт упругих деполаризующих столкновений.

Ключевые слова: столкновительное фотонное эхо, магнитное поле.

1. ВВЕДЕНИЕ

Столкновительная релаксация непосредственно связана с потенциалом взаимодействия возбуждённого и невозбуждённого атомов. Поэтому определение констант, параметров релаксации при столкновениях может снабдить полезной информацией о взаимодействии между атомами разного вида.

Столкновительное эхо, формируемое на переходе с изменением углового момента $0 - 1$ двумя лазерными импульсами с перпендикулярными линейными поляризациями, было предсказано в работе [1], и наблюдалось недавно экспериментально в парах иттербия [2]. Эксперимент выявил также отсутствие сигнала столкновительного фотонного эха при противоположных круговых поляризациях лазерных импульсов накачки, в то время как при линейных перпендикулярных поляризациях сигнал наблюдается. В настоящей работе мы исследуем поляризационные свойства столкновительного эха, формируемого импульсами с ортогональными эллиптическими поляризациями.

Действие продольного магнитного поля на обычное фотонное эхо, заключающееся в нефарадеевском вращении его поляризации, было предсказано теоретически в работе [3] и многократно наблюдалось экспериментально в различных газах, в частности в парах иттербия на переходе $0 - 1$ [4]. Целью настоящей работы является изучение влияния продольного магнитного поля на сигнал столкновительного эха. Обнару-

женный эффект ослабления столкновительного эха в магнитном поле показывает возможность его использования для измерения констант релаксации, обусловленных действием упругих деполаризующих столкновений.

2. ДИНАМИКА АТОМНОЙ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

В работе рассматривается взаимодействие атомов иттербия с лазерными импульсами на переходе $0 \rightarrow 1$. Электрическое поле двух лазерных импульсов, направленных вдоль оси z и частотой ω , может быть задано формулой:

$$E_n = e_n l_n \exp\{-i(\omega t - kz)\} + \text{к.с.} \quad (1)$$

где e_n и l_n – амплитуда и единичный вектор поляризации лазерного импульса, которые приняты ортогональными друг другу:

$$l_n l_m^* = \delta_{n,m}, \quad n, m = 1, 2 \quad (2)$$

Импульсы приняты короткими, так что во время взаимодействия атома с лазерным импульсом релаксацию можно не учитывать. Динамика атома в поле лазерного импульса определяется уравнением для медленно-меняющихся компонент матрицы плотности:

$$\dot{\rho} = i[\tilde{V}, \rho], \quad \tilde{V} = \chi_n(\hat{g}_n + \hat{g}_n^*) \quad (3)$$

Здесь $\chi_n = \frac{|d|e_n}{\hbar}$ – частота Раби, $d = d(J_a, J_b)$ – приведённый матричный элемент оператора электрического дипольного момента для перехода $J_a \rightarrow J_b$, в то время как $\hat{g}_n = (\hat{g}_n^*)$, где \hat{g} – оператор электрического дипольного момента для перехода $J_a \rightarrow J_b$, матричные элементы которого для круговых компонент имеют вид:

$$(\hat{g}_q)_{\mu m}^{ab} = (-1)^{J_a - \mu} \frac{d}{|d|} \begin{pmatrix} J_a & 1 & J_b \\ -\mu & q & m \end{pmatrix} \quad (4)$$

Решетов Владимир Александрович, доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры общей и теоретической физики. E-mail: vareshetov@tltu.ru.

Попов Евгений Николаевич, студент 5-го курса специальности «Физика», инженер кафедры общей и теоретической физики. E-mail: ENP-tion@yandex.ru.

Явное решение уравнения (3) может быть записано при помощи оператора эволюции, который представляет собой резольвенту уравнения динамики матрицы плотности атома в поле лазерного импульса:

$$\hat{S}_n = \exp\{i\hat{V}T_n\}. \quad (5)$$

Форма импульсов принята прямоугольная, так что поправки на расфазировку можно не учитывать. Для удобства оператор эволюции можно разделить на блоки при помощи операторов проектирования на нижний и верхний уровни.

3. СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО

При противоположных линейных поляризациях лазерных импульсов обычного фотонного эха на переходе $0 > 1$ не возникает. Причина этого в том, что первый опорный лазерный импульс создаёт определённую конфигурацию заселённости на верхнем уровне. Можно задать такую поляризацию второго импульса, чтобы переходы с верхнего уровня на нижний уровень стали запрещёнными. Тогда сигнал эха наблюдаться не будет. Тем не менее, за счёт деполяризующих столкновений происходит перенос когерентности между тремя верхними подуровнями. Часть возбуждённых атомов приобретают способность взаимодействовать с полем второго лазерного импульса, в результате чего наблюдается сигнал столкновительного фотонного эха.

Формально, столкновительное фотонное эхо возникает из-за различия двух комплексных констант $\Gamma_0 + i\Delta_0$ и $\Gamma_1 + i\Delta_1$. Эти константы характеризуют релаксацию двух компонент вектора среднего электрического дипольного момента атома, одна из которых параллельна скорости атома, а другая перпендикулярна [1]. В процессе релаксации поляризация среды затухает неоднородно по направлениям, что приводит к неполному её затуханию и последующему всплеску – сигналу столкновительного эха.

3.1. Влияние деполяризующих столкновений на атомную релаксацию

Запишем уравнение, описывающее динамику матрицы плотности со временем в промежутке между двумя лазерными импульсами. Изменение происходит только за счёт процессов релаксации. Поскольку для сигнала фотонного эха интерес представляют только недиагональные элементы матрицы плотности, то можно перейти к более удобным компонентам ψ_q неприводимого оператора:

$$\dot{\psi}_q + (\gamma - i\delta)\psi_q = - \sum_q' \Gamma_{qq}' \psi_{q'}; \quad (6)$$

$$\psi_q = \frac{1}{\sqrt{3}}(-1)^{1+q} \rho_q^{ab}. \quad (6a)$$

Переход от элементов матрицы плотности ρ к функциям ψ (6a) позволяет применять круговые компоненты векторов, что существенно упрощает математический аппарат. В приведённом уравнении $\gamma(\delta)$ – обратное время однородной (неоднородной) релаксации. Матрица Γ_{qq}' – релаксационная столкновительная матрица, зависящая от параметров $\Gamma_0 \Delta_0 \Gamma_1 \Delta_1$.

Решение уравнения (6) можно получить в явном виде:

$$\psi_q(t) = e^{-\gamma t + \delta t} \sum_q' R_{qq}' \psi_q'(0), \quad (7)$$

где R_{qq}' – резольвента. Её элементы зависят от величины и направления скорости атома. Поэтому при расчёте эффекта фотонного эха необходимо проинтегрировать полученный результат по всем углам и величинам скоростей. Элементы матрицы R_{qq}' из уравнения (2) приведены ниже:

$$R_{1,1}(v, t, \theta, \varphi) = \frac{1}{2}(G^{(+)}(v, t) + G^{(-)}(v, t)\cos^2\theta), \quad (8)$$

$$R_{1,1}(v, t, \theta, \varphi) = R_{-1,-1}(v, t, \theta, \varphi), \quad (8a)$$

$$R_{1,-1}(v, t, \theta, \varphi) = \frac{1}{2}G^{(-)}(v, t)\sin^2(\theta)e^{-2i\varphi}, \quad (8б)$$

$$R_{-1,1}(v, t, \theta, \varphi) = \frac{1}{2}G^{(+)}(v, t)\sin^2(\theta)e^{2i\varphi}, \quad (8в)$$

$$G^{(\pm)} = c_1(v, t) \pm c_0(v, t), \quad (9)$$

$$c_q(v, t) = e^{-(\Gamma_q + i\Delta_q)t} \quad (9a)$$

3.2. Зависимость интенсивности эха от эллиптичности

Для представления электромагнитного поля в работе использовались круговые компоненты векторов поляризации. В общем случае волна является эллиптически поляризованной. Запишем компоненты векторов поляризации электрического поля лазерного импульса в формуле (1):

$$l_q = \cos(\alpha)e^{-i\psi}\delta_{q,-1} - \sin(\alpha)e^{i\psi}\delta_{q,1}. \quad (10)$$

Угол α является параметром формы эллипса и определяется через отношение длин осей эллипса поляризации $R = \tan\left(\frac{\pi}{4} - \alpha\right)$, ψ – это угол наклона осей эллипса поляризации относительно декартовых осей.

Для явления фотонного эха интерес представляют только недиагональные элементы матрицы плотности. Напишем выражение для амплитуды фотонного эха, формируемого атомами, скорость

которых направлена вдоль вектора с углами θ и φ относительно оси распространения сигнала эха:

$$\mathbf{e}(t) = 2\pi i \omega \frac{L}{c} n_0 |d| \int dv f(v) Tr\{\hat{\rho}^{ab}(t) \hat{g}^+\}, \quad (11)$$

где L – длина газообразной среды, n_0 – концентрация атомов, $|d|$ – приведённый дипольный момент, $f(v)$ – максвелловское распределение по скоростям, $\hat{\rho}^{ab}(t)$ – состояние атомной матрицы плотности по истечении времени t . Динамику матрицы плотности атома в классическом электромагнитном поле можно исследовать, используя оператор эволюции \hat{S} . Последовательно применяя операторы эволюции и релаксации к начальному состоянию атома $\hat{\rho}(0)$, получим явный вид следа матрицы в уравнении (11):

$$Tr\{\hat{\rho}^{ab}(t) \hat{g}^+\} = i \frac{3\sqrt{3}}{2} \sin^2\left(\frac{\theta_2}{\sqrt{3}}\right) \sin\left(2\frac{\theta_1}{\sqrt{3}}\right) \mathbf{B}, \quad (12)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{2,1}^{(1)} \mathbf{B}_{2,1}^{(2)} \quad (13)$$

$$\mathbf{B}_{2,1}^{(1)} = \frac{1}{3} \sum_{n,m} (R_{n,m}^{(1)})^* (l_{-n}^{(1)})^* l_{-m}^{(1)}, \quad (13a)$$

θ_1 и θ_2 – площади первого и второго импульсов накачки соответственно. n, m – целые числа, принимающие значения 1 или -1. Верхние индексы в скобках показывают номер импульса, индекс l – импульс фотонного эха.

Проанализируем формулы (13): заметим, что при их умножении получается сумма элементов, некоторые из которых будут содержать множитель $e^{in\varphi}$ (n – целое число). При интегрировании по полному углу φ они обнуляются и не участвуют в формировании эха.

Все поляризационные свойства столкновительного эха также заключены в множителях \mathbf{B} . Из формул (13) видно, что произведение $\mathbf{B}_{2,1}^{(1)} \mathbf{B}_{2,1}^{(2)}$ напрямую зависит от параметров поляризации двух импульсов. Это параметры эллипса поляризации α_1 и ψ_1 для первого импульса и α_2 и ψ_2 для второго. Ортогональные импульсы можно задать, приняв $\psi_1 = \psi_2 = 0, \alpha_1 = \pi/4, \alpha_2 = \alpha_1 - \pi/2$. За параметр эллиптичности можно принять угол α ; тогда, прибавляя его к углам α_1 и α_2 , можно добиться перехода от линейных поляризаций к круговым изменением параметра α от 0 до $\pi/4$.

$$I(t) \sim |\mathbf{e}(t)|^2 \sim \sin^2(2\alpha), \quad (14)$$

где I – интенсивность сигнала фотонного эха.

3.3. Влияние магнитного поля на процессы релаксации

Поскольку импульсы накачки имеют узкую спектральную линию, то магнитное поле сказы-

вается только на процессах релаксации. В данной работе вектор индукции направлен вдоль распространения электромагнитных волн. Уравнение (6) для релаксации в магнитном поле примет вид:

$$\dot{\psi}_q + (\gamma - i\delta)\psi_q + i\varepsilon q \psi_q = - \sum_q' \Gamma_{qq}' \psi_q', \quad (15)$$

где ε – параметр, характеризующий величину магнитного поля. Новое уравнение (15) уже не решается в явном виде. Численный расчёт показал уменьшение столкновительного эха при перпендикулярных линейных поляризациях.

При противоположных круговых поляризациях накачивающих импульсов фотонного эха не возникает также и в магнитном поле. Качественно это явление можно объяснить так: при противоположных круговых импульсах накачки картина взаимодействия с системой атомов симметрична относительно оси распространения электромагнитных волн. Таким образом, все атомы, участвующие в формировании эха имеют пару по другую сторону центральной оси, что создаёт противодействие.

Наиболее интересен эффект уменьшения сигнала фотонного эха при перпендикулярных линейных поляризациях. Аналитически его можно доказать двумя способами, суть которых состоит в разных приближениях уравнения (10). Как уже было сказано, оно не имеет явного решения. Можно сделать предположение о величинах параметров столкновительной релаксации $\Gamma_0, \Delta_0, \Gamma_1, \Delta_1$ и величине магнитного поля:

- Γ_0 и Γ_1 (Δ_0 и Δ_1 соответственно) слабо отличаются друг от друга.
- Параметр ε значительно меньше параметров $\Gamma_0, \Delta_0, \Gamma_1, \Delta_1$.

Проанализируем те возможности, которые дают эти два утверждения:

Первое даёт возможность представить матрицу столкновений в виде суммы:

$$\Gamma_{qq}' = \delta_{qq}' \Gamma_m + \Lambda_{qq}', \quad (16)$$

где $\Gamma_m = [\Gamma_0 + \Gamma_1 + i(\Delta_0 + \Delta_1)]/2$. Причём, вид матрицы релаксации говорит о том, что элементы новой матрицы Λ_{qq}' много меньше, чем параметр Γ_m . Уравнение приводится к виду:

$$\dot{\psi}_q + (\gamma - \Gamma_m - i\delta)\psi_q + i\varepsilon q \psi_q = - \sum_q' \Lambda_{qq}' \psi_q', \quad (17)$$

поскольку значения элементов матрицы становятся малы, то резольвенту

$$\hat{R} = e^{-(\hat{A} - i\varepsilon \hat{Q})t}$$

можно разложить в ряд Тейлора, тогда сигнал фотонного эха будет линейно зависеть от выра-

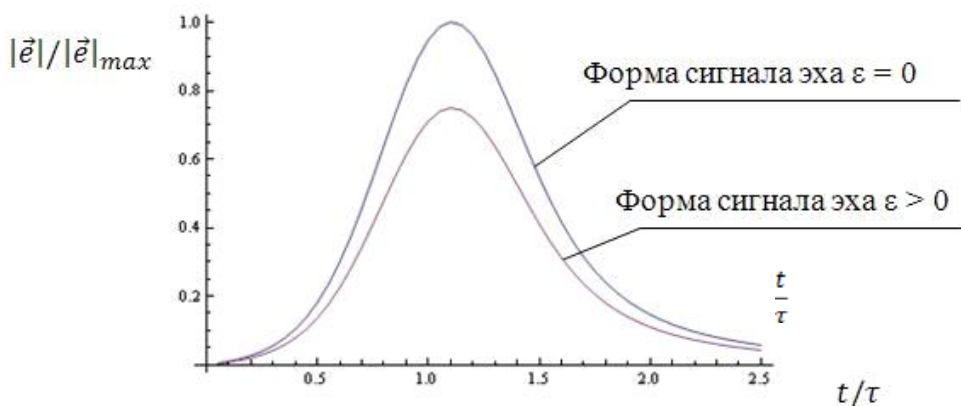


Рис. 1. Зависимость относительной амплитуды сигнала эха от времени (за ноль по оси абсцисс принят момент времени второго накачивающего импульса, τ – время между двумя лазерными импульсами).

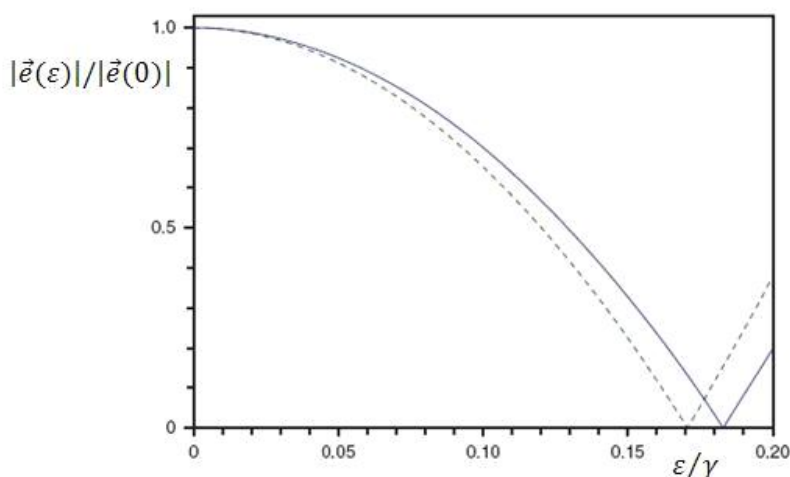


Рис. 2. Зависимость отношения амплитуды эха в магнитном поле к амплитуде эха при его отсутствии от безразмерного параметра магнитного поля $\frac{\epsilon}{\gamma}$ (сплошная линия – кривая, построенная по аналитической зависимости, пунктирная – кривая, посчитанная численно)

жения $\left(1 - \frac{15\epsilon^2}{|\lambda|^2}\right)$, где $\lambda = \Gamma_0 - \Gamma_1 + i(\Delta_0 - \Delta_1)$.

Подбирая магнитное поле таким образом, чтобы сигнал опускался до нуля, можно измерить параметры деполаризующих столкновений.

Второе утверждение позволяет использовать Борновское приближение для решения уравнения (15). Функция $\psi(t)$ при параметре ϵ может быть заменена на $\psi(0)$ в начальный момент времени. Тогда удаётся получить неоднородное уравнение, решаемое в явном виде. Результат оказывается аналогичным: сигнал фотонного эха уменьшается в магнитном поле при перпендикулярных линейных поляризациях накачивающих импульсов (рис. 1).

Для оценки точности приближения и в качестве результата работы приведём график зависимости относительной амплитуды сигнала столкновительного эха от параметра магнитного поля (рис. 2). По графику можно судить о том, что при-

ближение, сделанное для аналитического решения уравнения (15), имеет высокую точность.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проведённых теоретических исследованиях была доказана возможность использования магнитного поля для измерения параметров деполаризующих столкновений. Параллельно был теоретически объяснён эффект исчезновения сигнала фотонного эха при противоположных круговых поляризациях накачивающих импульсов.

Изучение столкновительного фотонного эха при произвольной эллиптической поляризации накачивающих импульсов привело к выводу о том, что, меняя параметры их поляризации, можно эффективно управлять сигналом столкновительного эха. При переходе от линейных ортогональных поляризаций к круговым сигнал будет монотонно затухать, пока не обратится в ноль.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мацкевич В.А., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Влияние на спектральные характеристики зависимости релаксационных процессов от скорости движения атомов// Оптика и спектроскопия. 1978. Т. 45. Вып. 1. С. 17-22.
2. Rubtsova V.V., Khvorostov E.B., Kochubei S.A., Ishchenko V.N., Yevseyev I.V. Collision induced photon echo in ytterbium vapour// Laser Physics Letters. 2006. V.3. No. 7. P. 353-356.
3. Алексеев А.И. Особенности фотон-эха в газе при наличии магнитного поля// Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. №8, С. 472-475.
4. Rubtsova N.N., Ishchenko V.N., Khvorostov E.B., Kochubei S.A., Reshetov V.A., Yevseyev I.V. Non-Faraday rotation of photon-echo polarization in ytterbium vapor// Physical Review, 2004, V. A70, № 2, P. 023403/1-023403/10.

COLLISION PHOTON ECHO IN MAGNETIC FIELD

© 2011 V.A. Reshetov, E.N. Popov

Togliatti State University

In this article it was described collision-induced photon echo, which is formed by two laser pulses with orthogonal polarizations on the transition with the angular momentum change $0 - 1$. The dependence of the echo's intensity versus the ellipticity of laser pulses was found. It was shown that echo's intensity has maximum provided that laser pulses are linear and up to zero for circular orthogonal polarization.

It was found reduction effect of photon echo's signal in longitudinal magnetic field. This effect may be used for measuring the relaxation rates due to such collisions.

Key words: collision photon echo, magnetic field.