PACS 42.50.Dv; 42.50.Md; 03.65.Vf

Задержанная во времени квантовая интерференция и однофотонное эхо в когерентных трехуровневых средах

С.А.Моисеев

Предложен новый вариант задержанной во времени квантовой интерференции фотонов, которая может проявляться в возникновении сигнала однофотонного эха в когерентных трехуровневых макроскопических средах. Проанализированы неклассические закономерности изучаемой интерференции, отражающиеся в особенностях взаимодействия поля и среды, а также свойствах излучаемого эхо-сигнала.

Ключевые слова: *задержанная во времени квантовая интерференция, фотон, однофотонное эхо, перепутанные квантовые состояния, неклассическая динамика.*

1. Введение

Благодаря значительному прогрессу лазерной техники в настоящее время все больший интерес вызывают эксперименты, в которых квантовомеханическая природа света приобретает решающее значение. Важное место в данных исследованиях занимают работы, посвященные предельно слабым световым полям, «содержащим» счетное число фотонов (одно-, двух-, трехфотонные поля и т. д.), их взаимодействию с атомами, молекулами и макроскопическими телами. Особое внимание к данным полям вызвано тем, что их неклассические свойства могут определять основные закономерности наблюдаемых экспериментально эффектов. Широкий спектр вопросов физики слабых световых полей рассматривается в монографиях [1 – 3], посвященных фундаментальным проблемам квантовой оптики.

В настоящей работе изучаются вопросы интерференции фотонов в макроскопических когерентных средах. Формирование интерференционной картины потоком отдельных фотонов было впервые зарегистрировано экспериментально в [4, 5]. Подобная интерференция называется квантовой, а для света – однофотонной, или амплитудной [6]. Хорошо известен детальный анализ свойств квантовой интерференции, проведенный Р.Фейнманом на примере потока электронов [7]. В [4, 5] поток редко летящих фотонов создавался просто предельным ослаблением света. В последнее время способы приготовления неклассических состояний света значительно усовершенствовались, в особенности для слабых световых полей [6], что, в частности, имеет большое значение для решения задач квантовой информатики [8, 9].

Отметим тот факт, что объяснение свойств квантовой интерференции непосредственно связано с интерпретацией основных положений квантовой теории. Это обстоятельство проявляется в том, что целый ряд актуальных физических проблем квантовой теории измерений [10, 11] и квантовой информатики [12, 13] оказался так или иначе связанным с изучением свойств интерференции различных состояний фотона. При разработке данных проблем следует, по-видимому, обратить внимание на то, что в макроскопических средах однофотонная интерференция может формироваться при более общих физических условиях, чем это имело место в отмеченных выше экспериментах [4, 5]. А именно, при наличии фазовой памяти в веществе интерференция света (рассматриваемая ниже в схеме типа Френеля – Юнга) становится возможной даже в случае, когда разность хода фотона по двум пространственно разделенным траекториям интерферометра L_{21} существенно превышает пространственную длину волнового пакета фотона $\delta l_{\rm ph} = c\delta t_{\rm ph}$ ($L_{21} \gg \delta l_{\rm ph}$), где $\delta t_{\rm ph} \approx (\delta\omega_{\rm ph})^{-1}$ – длительность волнового пакета; $\delta\omega_{\rm ph} = c\delta k$ – спектральная ширина волнового пакета (определение δk см. ниже, после формул (1) – (3)); $L_{21} = L_2 - L_1$; $L_{2,1}$ – расстояния, проходимые фотоном вдоль каждого из двух возможных оптических путей [14 – 16]. Такую интерференцию будем называть *однофотонной времязадержанной (ОВЗ) интерференцией* [14].

Подчеркнем, что при формировании ОВЗ интерференции в веществе непосредственная интерференция фотона с самим собой полностью исключается. Обратим внимание также на то, что учет влияния фазовой памяти вещества на возникновение квантовой интерференции представляет собой задачу о переходной стадии возникновения классического отклика – события, формирующегося в самой среде в результате ее взаимодействия с фотоном или во внешнем относительно среды детекторе. Сама переходная стадия отклика охватывает формирование, развитие и распад макроскопической когерентности среды, наводимой взаимодействием с фотоном или с какой-либо другой микрочастицей, подвергаемой измерению (см., напр., [17]).

Наличие фазовой памяти у среды делает возможным различные варианты реализации ОВЗ интерференции, различающиеся характером взаимодействия света с атомами; некоторые из таких вариантов были предложены в работах [14 – 16, 18, 19]. В [20] ОВЗ интерференция рассматривается с точки зрения квантовой теории непрерывных измерений, применяемой к макроскопическому

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского, Казанский научный центр РАН, Россия, 420029 Казань, Сибирский тракт, 10/7; тел: 8-(8432)-76-05-63, эл. почта: moiseev@dionis.kfti.knc.ru

Поступила в редакцию 1 марта 2000 г., после доработки – 9 ноября 2000 г.

телу. Отметим, что динамические закономерности изучаемой ОВЗ интерференции могут быть интересны при поиске способов генерации новых неклассических состояний нестационарного света [15]. Для этой цели в недавней статье [19], развивающей работы [14, 15], предлагался ряд схем, в том числе использующих сжатые состояния света.

В настоящей работе изучается новый вариант ОВЗ интерференции (см. рис.1), основанный на взаимодействии фотонов и лазерного излучения с системой трехуровневых атомов (трехуровневой средой), имеющих Λ-конфигурацию разрешенных переходов. Предлагаемый вариант ОВЗ интерференции в зависимости от способа ее наблюдения может проявлять как классические, так и квантовые свойства света. При этом возможность наблюдения квантовых эффектов обусловлена тем, что в отличие от традиционной амплитудной интерференции ОВЗ интерференция в трехуровневой когерентной среде может реализовываться в виде динамической [15, 16], а не стационарной интерференционной картины, наблюдаемой в работах [4, 5]. А именно, ОВЗ интерференция может формироваться лишь в поляризации среды, определяя неклассическую динамику этой поляризации, причем вероятность возбуждения атомов по пространству среды не модулируется.

Значительное внимание будет уделено также обсуждению «нелокального» во времени характера взаимодействия фотонов с макроскопическими средами, ответственного за появление интересной реализации состояния типа «шредингеровского кота», физика которой, как известно, продолжает привлекать к себе значительное внимание. В данном случае существование состояния в виде «шредингеровского кота» является необходимым условием формирования ОВЗ интерференции, которая, в свою очередь, может проявляться в виде сигнала однофотонного эха.

2. Формирование ОВЗ интерференции

Будем полагать, что свет в виде потока отдельно летящих фотонов пропускается через систему диафрагм и зеркал, а затем попадает на когерентную среду, содержащую систему трехуровневых атомов, особенности взаимодействия с которой и будут представлять для нас интерес. Схема предлагаемого эксперимента изображена на рис.1. Состояние каждого из фотонов до прохождения им зеркал обозначим $|\Psi_{\rm in}\rangle$. После полупрозрачного и 100 %-ного зеркал в среде *3* формируется новое состояние $|\Psi_{\rm out}\rangle$ в виде суперпозиции двух макроскопически различимых состояний типа $|\Psi_{\rm in}\rangle$:

$$|\Psi_{\rm in}\rangle = |\boldsymbol{\Psi}_{\rm ph1}\rangle, \tag{1}$$

$$|\Psi_{\rm out}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\big(|\boldsymbol{\Psi}_{\rm ph1}\rangle + |\boldsymbol{\Psi}_{\rm ph2}\rangle\big), \tag{2}$$

$$|\boldsymbol{\Psi}_{\rm ph1,2}\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} {\rm d}^3\boldsymbol{k}_{1,2} F_{1,2}(\omega_{\boldsymbol{k}_{1,2}}; \boldsymbol{k}_{1,2} - \boldsymbol{K}_{1,2}; t = -\infty)$$
$$\times[\exp {\rm i}(\omega_{\boldsymbol{k}_{1,2}} t_{1,2})] a^{+}_{\boldsymbol{k}_{1,2}} |0\rangle |g\rangle. \tag{3}$$

Оба состояния $|\boldsymbol{\Psi}_{\rm ph1,2}\rangle$ записаны в представлении взаимодействия с использованием выходных (после всех зеркал) мод поля (см., напр., [1–3, 6]); $|g\rangle = \prod_{j=1}^{N} |1_j\rangle$ – основное состояние среды *3*; $|1_j\rangle$ – нижнее состояние *j*-го атома среды *3*; $|0\rangle$ – вакуумное состояние света; $a^{+}_{\boldsymbol{k}}(a_{\boldsymbol{k}})$ – операторы рождения (уничтожения) фотона моды $\boldsymbol{k}$; $F_{1,2}(\omega_{\boldsymbol{k}_{1,2}}; \boldsymbol{k}_{1,2} - \boldsymbol{K}_{1,2}; t = -\infty)$ – квадратично нормированные волновые функции фотона в $\boldsymbol{k}$-пространстве, максимальные при $\boldsymbol{k}_1 \approx \boldsymbol{K}_1$ или $\boldsymbol{k}_2 \approx \boldsymbol{K}_2$ и частоте $\omega_{\boldsymbol{k}_{1,2}} = \omega_{\rm ph}$ и соответствующие волновым пакетам, распространяющимся вдоль направления $\boldsymbol{K}_1$ или $\boldsymbol{K}_2$, при этом отклонения длин волновых векторов $\boldsymbol{k}_{1,2}$ от $\boldsymbol{K}_{1,2}$, для которых функции $F_{1,2}(\omega_{\boldsymbol{k}_{1,2}}; \boldsymbol{k}_{1,2} - \boldsymbol{K}_{1,2}; t = -\infty)$ близки к максимуму, находятся в диапазоне δk; $t_{1,2}$ – времена появления каждого из двух волновых пакетов фотона в среде *3*; $\tau = t_2 - t_1 = L_{21}/c$ – относительная задержка; ниже полагаем $t_1 = 0$ и $\tau = t_2$.

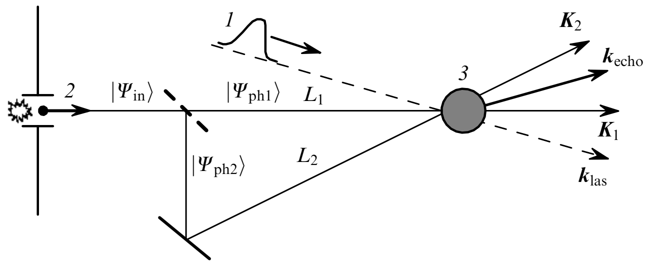

Рис.1. Схема формирования ОВЗ интерференции и однофотонного эха при $L_2 - L_1 \gg c\delta t_{\rm ph}$, $\omega_{\rm ph} \simeq \omega_{31}$:
1 – лазерный импульс ($k_{\rm las}, \omega_{\rm las} \simeq \omega_{32}$); *2* – фотоны ($\delta t_{\rm ph}, \omega_{\rm ph}$); *3* – когерентная среда.

Обратим внимание на то, что наличие макроскопического расстояния между областями локализации двух пространственно разделенных состояний фотона $|\boldsymbol{\Psi}_{\rm ph1}\rangle$ и $|\boldsymbol{\Psi}_{\rm ph2}\rangle$ существенно расширяет экспериментальные возможности исследования неклассических свойств, обусловленных пространственной делокализацией состояния фотона. В настоящее время продолжают ставиться и обсуждаться различные опыты подобного рода (см., напр., [10, 11, 13], обстоятельный анализ ряда этих опытов с упором на квантовую кинематику приводится в недавней работе [21]). Спецификой же рассматриваемой ниже задачи является ориентация на изучение свойств неклассической динамики, сопровождающей формирование ОВЗ интерференции.

Учитывая начальное состояние (1)–(3), рассмотрим взаимодействие фотона с системой трехуровневых атомов среды *3* (см. рис.1), когда частота фотона $\omega_{\rm ph}$ резонансна атомному переходу $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ ($\omega_{\rm ph} = cK_1 = \omega_{31}$). Пусть на среду *3* также подается короткий лазерный импульс, частота которого $\omega_{\rm las}$ совпадает с частотой второго разрешенного атомного перехода $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ ($\omega_{\rm las} = \omega_{32}$). Время воздействия лазерного импульса $t_{\rm las}$ пусть удовлетворяет условию $t_{\rm las} > \delta t_{\rm ph}$, т. е. лазерный импульс попадает в среду после первого волнового пакета (время попадания первого волнового пакета $t_1 = 0$).

Второй волновой пакет фотона попадает в среду уже после окончания действия лазерного импульса в момент времени $t_2 = \tau > t_{\rm las}$. Таким образом, взаимодействие фотона с макроскопической средой, «расщепленное» на две траектории с временным интервалом τ между ними, дополнительно возмущается воздействием на среду интенсивного короткого лазерного импульса. Для сравнения отметим, что в ранее изучаемых схемах однофотонной интерференции [14–16, 18, 19] полагалось, что лазерный импульс действует на среду *3* лишь после попадания в нее обоих волновых пакетов фотона, когда однофотонная интерференционная картина уже успела сформироваться в веществе.

При реальной постановке предлагаемого эксперимента изображенная на рис.1 схема взаимодействия фотона и лазерного импульса со средой *3* должна многократно повторяться, а результаты измерений – накапливаться. В качестве измеряемых величин будем рассматривать амплитуду $E_{\omega_{32}}(t,\boldsymbol{r})$ и интенсивность $I_{\omega_{32}}(t,\boldsymbol{r})$ поля, переизлучаемого средой на частоте $\omega \approx \omega_{32}$. Другие подробности постановки подобных экспериментов обсуждаются также в [14–16].

Будем решать уравнение Шредингера, используя гамильтониан

$$H = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}^3\boldsymbol{k}\hbar\omega_{\boldsymbol{k}} a_{\boldsymbol{k}}^{+} a_{\boldsymbol{k}} + \sum_{j=1}^{N}\sum_{l=1}^{3} E_l^{(j)} P_{ll}^{(j)} - \sum_{j=1}^{N}\Big[dE(t;\boldsymbol{r},\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}})P_{32}^{(j)} + \text{эрмит. сопр.}\Big] + \hbar\sum_{j=1,}^{N}\sum_{\substack{l,\xi=1\\(l>\xi)}}^{3}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}^3\boldsymbol{k}\Big[\mathrm{g}_{l\xi}(\boldsymbol{k})\mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_j} a_{\boldsymbol{k}} P_{l\xi}^{(j)} + g_{l\xi}^{*}(\boldsymbol{k})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_j} a_{\boldsymbol{k}}^{+} P_{\xi l}^{(j)}\Big]. \quad (4)$$

Здесь $P_{mn}^{(j)} = |m_j\rangle\langle n_j|$ – операторы перехода *j*-го атома из состояния $|n_j\rangle$ в $|m_j\rangle$ $(m,n = 1-3)$; $d = d_{32} = d_{23}$ – дипольный момент атомного перехода; N – число атомов. Первые два слагаемых в (4) представляют собой операторы энергии поля и системы трехуровневых атомов, третье слагаемое – оператор энергии взаимодействия атомов с лазерным полем, а четвертое – оператор энергии взаимодействия атомов с фотонами.

Воздействие лазерного импульса на атомы (третье слагаемое в (4)) будем описывать, используя классическое выражение для электрического поля $\vec{\mathscr{E}}(t;\boldsymbol{r},\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}})$ импульса с заданными параметрами:

$$\vec{\mathscr{E}}(t;\boldsymbol{r},\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}}) = \boldsymbol{E}(t;\boldsymbol{r},\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}}) + \boldsymbol{E}^{*}(t;\boldsymbol{r},\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}}), \quad (5)$$

$$\boldsymbol{E}(t;\boldsymbol{r},\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}}) = \frac{1}{2}\boldsymbol{e}_{\mathrm{las}}E_0(t-t_{\mathrm{las}})\exp\left[-\mathrm{i}(\omega_{32}t - \boldsymbol{k}_{\mathrm{las}}\boldsymbol{r} - \varphi_{\mathrm{las}})\right]. \quad (6)$$

Взаимодействие излучения с атомами в (4) взято в приближении вращающейся волны. Полагаем, что частоты переходов между состояниями $|m_j\rangle$ и $|n_j\rangle$ различных атомов даются выражением $\omega_{mn}^{(j)} = \omega_{mn}(1+\xi_j)$, где ξ_j – параметр, определяющий коррелированный сдвиг частот $\delta\omega_{mn}^{(j)} = \xi_j\omega_{mn}$ между различными парами уровней *j*-го атома. Совокупность частот в системе атомов будем описывать, вводя обычным образом функцию распределения $f(\xi)$ гауссова типа с максимумом при $\xi = 0$. Для Λ-схемы разрешенных переходов постоянные взаимодействия удовлетворяют условию $g_{21}(\boldsymbol{k}) \ll g_{32}(\boldsymbol{k}),\ g_{31}(\boldsymbol{k})$. В остальном в гамильтониане (4) приняты стандартные обозначения (см., напр., [1–3, 22–24]).

Будем искать приближенное решение для волновой функции, останавливаясь на отдельных этапах.

2.1. Первый этап (временной интервал $0 < t < t_{\mathrm{las}}$)

При $t < t_{\mathrm{las}}$ второй волновой пакет еще не успевает достичь среды, так что ее взаимодействие с фотоном ограничено лишь первым волновым пакетом и определяет эволюцию первого слагаемого $|\Psi_{\mathrm{ph1}}\rangle$ в суперпозиции (2). Таким образом, решение для волновой функции примет вид

$$|\Psi(t)\rangle\Big|_{0<t<\tau} = |\Psi_{\mathrm{tr}}(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\big(|\Psi_1(t)\rangle + |\Psi_{\mathrm{ph2}}(-\infty)\rangle\big), \quad (7)$$

где в соответствии с начальными условиями, определяемыми соотношениями (1)–(3), и видом гамильтониана взаимодействия слагаемое $|\Psi_1(t)\rangle$ описывается выражением

$$|\Psi_1(t)\rangle = |\Psi_{\mathrm{ph1}}(t)\rangle + \big|\Psi_{a1}^{(3)}(t)\big\rangle = \int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}^3\boldsymbol{k}F_1(\omega_{\boldsymbol{k}};\boldsymbol{k}-\boldsymbol{K}_1;t) \times a_{\boldsymbol{k}}^{+}|0\rangle|g\rangle + \sum_{j=1}^{N}\beta_1^{(j)}(t)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_{31}^{(j)}t_1}P_{31}^{(j)}|0\rangle|g\rangle, \quad (8)$$

где

$$\beta_1^{(j)}(t) = -\mathrm{i}\int_{-\infty}^{t}\mathrm{d}t\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}^3\boldsymbol{k}g_{31}(\boldsymbol{k}) \times \exp\left[\mathrm{i}\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_j - \mathrm{i}\big(\omega_{\boldsymbol{k}} - \omega_{31}^{(j)}\big)(t-t_1)\right]F_1(\omega_{\boldsymbol{k}};\boldsymbol{k}-\boldsymbol{K}_1;t). \quad (9)$$

В (7)–(9) использовано представление взаимодействия и в волновой функции $|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}\rangle$ первый нижний индекс обозначает возбуждение атомной подсистемы, второй нижний индекс – номер волнового пакета фотона, а верхний индекс указывает номер атомного уровня.

При нахождении функции $|\Psi_1(t)\rangle$ ограничимся частным случаем оптически толстой среды, что будет иметь место, если размеры среды L удовлетворяют условию $\alpha L \gg 1$, где α^{-1} – беровская глубина резонансного поглощения света [24]. Для этого примем, что спектральная ширина резонансного перехода $|1\rangle \to |3\rangle$ значительно превышает спектральную ширину волновой функции фотона: $\delta\omega_{31} \gg \delta\omega_{\mathrm{ph}}$. При данных условиях распространения света в веществе волновой пакет фотона практически полностью поглотится системой резонансных атомов за время $\delta t \approx \delta t_{\mathrm{ph}} + \alpha^{-1}/c$, так что волновая функция в (8) приобретет более простой вид:

$$|\Psi_1(t)\rangle\Big|_{t>\delta t} \approx \big|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}(\delta t)\big\rangle.$$

Задачи о распространении импульса света в резонансной среде хорошо исследованы [24]; например, для задачи о распространении света в виде однофотонного волнового пакета существует известное аналитическое решение [25]. В частности, подобного рода решения используются в задачах о прохождении γ-квантов через систему мессбауэровских резонансных ядер (см., напр., [26] и приведенные там ссылки). При выбранных условиях резонансного взаимодействия огибающие импульсов света и, соответственно, волнового пакета фотона не изменяются по мере распространения в глубь среды, а испытывают лишь общее экспоненциальное затухание с постоянной α, если частота фотона настроена на центр атомной линии. В этих условиях компоненты волновой функции $|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}|(\delta t)\rangle$, отвечающие возбуждению атомов в глубине среды ($\sim \beta_1^{(j)}(t)P_{31}^{(j)}$), можно найти, используя (9), а также учитывая затухание амплитуды поля в глубине среды по закону $\exp[-\alpha(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{r}_j)/2]$ (где $\boldsymbol{n}_1 = \boldsymbol{K}_1/K_1$) и появление дополнительного фазового сдвига $\exp(\mathrm{i}\boldsymbol{K}_1\boldsymbol{r}_j)$ в связи с задержкой.

Таким образом, ограничиваясь приближением плоской волны и пренебрегая спонтанным распадом в боковые моды поля во время взаимодействия волнового пакета со средой δt, получаем

$$|\Psi_1(t>\delta t)\rangle \simeq \big|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}(\delta t)\big\rangle = \sum_{j=1}^{N}\alpha_1\big(\omega_{31}^{(j)} - \omega_{31}\big)\chi_1(\boldsymbol{r}_j) \times \exp\Big[-\frac{\alpha(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{r}_j)}{2} + \mathrm{i}\big(\omega_{31}^{(j)}t_1 + \boldsymbol{K}_1\boldsymbol{r}_j\big)\Big]P_{31}^{(j)}|0\rangle|g\rangle, \quad (10)$$

где $\chi_1(\boldsymbol{r}_j)$ – функция, определяемая распределением поля в плоскости, перпендикулярной направлению $\boldsymbol{n}_1$;

$$\alpha_1(\omega_{31}^{(j)}-\omega_{31})\chi_1(\boldsymbol{r}_j)=-\mathrm{i}C_{\mathrm{n}}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}t\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}^3\boldsymbol{k}g_{32}(\boldsymbol{k})$$

$$\times F_1(\omega_{\boldsymbol{k}};\boldsymbol{k}-\boldsymbol{K}_1;t=-\infty)\exp[\mathrm{i}(\omega_{31}^{(j)}-\omega_{\boldsymbol{k}})t+\mathrm{i}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{K}_1)\boldsymbol{r}_j]\quad(11)$$

(принято $t_1=0$). Постоянная C_{n} находится из условия нормировки состояния $|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}(t>\delta t)\rangle$, что соответствует полному переходу возбуждения из волнового пакета в атомную подсистему:

$$\langle\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}\rangle=\sum_{j=1}^{N}\left|\alpha_1(\omega_{31}^{(j)}-\omega_{31})\right|^2\chi_1^2(\boldsymbol{r}_j)\exp[-\alpha(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{r}_j)]=1.\quad(12)$$

Итак, при наличии преобладающего неоднородного уширения линии дипольные моменты различных атомов в состоянии $|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}(t>\delta t)\rangle$ становятся расфазированными при $t>\delta t$, благодаря чему макроскопическая поляризация среды сильно уменьшается, ослабляя связь между возбужденными состояниями атомов $|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}(t)\rangle$ и уменьшая поле в состоянии $|\Psi_{\mathrm{ph1}}(t)\rangle$. До попадания в среду второго волнового пакета волновая функция, связанная с атомным возбуждением, будет изменяться лишь за счет спонтанных неколлективных (одноатомных) процессов. Роль спонтанных неколлективных процессов мы учтем в дальнейшем, вводя экспоненциальные множители $\exp[-t(\gamma_{32}+\gamma_{31})/2$ и $\exp(-t\gamma_{21}/2)$ (где γ_{mn} – постоянные спонтанного перехода атома с уровня m на уровень n) при волновых функциях возбужденных атомных состояний (см. ниже формулы (16), (17)). Однако расфазировка атомных диполей среды сразу после попадания фотона в среду не обязательна должна быть необратимой, и этот факт будет особенно важен в дальнейшем.

Обратим внимание также на следующее обстоятельство. Образующееся при $t>\delta t$ состояние $|\Psi_{\mathrm{tr}}(t)\rangle$ представляет собой квантовую суперпозицию двух макроскопически разделенных состояний, которые к тому же оказываются и физически различными. Первое из состояний $|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}(t)\rangle$ является суперпозицией макроскопического числа возбужденных атомных состояний. Второе состояние $|\Psi_{\mathrm{ph2}}(t)\rangle$ описывает второй волновой пакет фотона, находящийся на макроскопическом расстоянии ($\sim L_{21}$) от среды. Таким образом, состояние $|\Psi_{\mathrm{tr}}(t)\rangle$ является примером перепутанных (entangled) состояний двух подсистем (фотона и макроскопической среды), которые называют также гибридными [27], т. к. в них переплетены состояния микросистемы (фотона) и макросистемы (среды *3*), а также состояниями типа «шредингеровского кота» (см. [28]). Очевидно, что в конце концов когерентность атомов в состоянии $|\Psi_{\mathrm{tr}}(t)\rangle$ должна затухать под влиянием флуктуаций локальных полей макроскопической среды.

Пока второй волновой пакет не достигнет среды ($t\leqslant\tau\approx L_{21}/c$, см. рис.1), или же необратимые процессы в ней не разрушат атомную когерентность уже возбужденного состояния $|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}(t)\rangle$, общая система из атомов и фотона может описываться квантовой суперпозицией $|\Psi_{\mathrm{tr}}(t)\rangle$. Время жизни t_{tr} промежуточного состояния $|\Psi_{\mathrm{tr}}(t)\rangle$ ограничено сверху временем фазовой памяти среды T_2 ($t_{\mathrm{tr}}\leqslant T_2$). Поскольку в некоторых средах время T_2 достигает нескольких микросекунд, состояние $|\Psi_{\mathrm{tr}}(t)\rangle$ может быть интересным объектом для исследования долговременных закономерностей в поведении и распаде гибридных состояний. В связи с этим особый интерес может вызвать возможность восстановления (рефазировки) наводимой одним фотоном макроскопической когерентности, быстро распадающейся сразу после попадания фотона в среду.

2.2. Второй этап ($t<\tau$)

Найдем волновую функцию в результате воздействия лазерного импульса, подаваемого на среду в момент времени $t=t_{\mathrm{las}}\gg\delta t_{\mathrm{ph}}$. Пусть импульс имеет достаточно малую длительность, так что его воздействие будем описывать унитарным оператором $U(\vartheta,\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}})$:

$$U(\vartheta,\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}})=\prod_{j=1}^{N}U_j,$$

$$U_j=P_{11}^{(j)}+\cos(\vartheta/2)\big(P_{22}^{(j)}+P_{33}^{(j)}\big)+\mathrm{i}\sin(\vartheta/2)\quad(13)$$

$$\times\big[P_{32}^{(j)}\exp(\mathrm{i}\zeta_j)+P_{23}^{(j)}\exp(-\mathrm{i}\zeta_j)\big],$$

где не учитывается влияние различия собственных частот атомов за время действия импульса, используется представление взаимодействия и введены следующие параметры импульса: $\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}}$ – волновой вектор, $\omega_{\mathrm{las}}=\omega_{32}$ – частота, $\vartheta=\hbar^{-1}dE_0\delta t_{\mathrm{las}}$ – площадь, δt_{las} – длительность ($\delta t_{\mathrm{las}}\gamma_{mn}\ll 1$), $\zeta_j=\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}}\boldsymbol{r}_j+\omega_{32}^{(j)}t_{\mathrm{las}}+\varphi_{\mathrm{las}}$ – фаза, в которой учитывается фаза поля и *j*-го атома в момент воздействия лазерного импульса (см. также [16]).

В результате эволюции волновая функция примет вид

$$|\Psi(t_{\mathrm{las}}+\delta t_{\mathrm{las}})\rangle=U(\vartheta,\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}})|\Psi_{\mathrm{tr}}(t_{\mathrm{las}})\rangle$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2}}\big[U(\vartheta,\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}},t_{\mathrm{las}})|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}(t_{\mathrm{las}})\rangle+|\Psi_{\mathrm{ph2}}(t_{\mathrm{las}}+\delta t_{\mathrm{las}})\rangle\big]$$

$$=\frac{1}{\sqrt{2}}\big[\cos(\vartheta/2)\big|\Psi_{\mathrm{a1}}^{(3)}(t_{\mathrm{las}})\big\rangle+\mathrm{i}\sin(\vartheta/2)\big|\varphi_{\mathrm{a1}}^{(2)}(t_{\mathrm{las}})\big\rangle$$

$$+\big|\Psi_{\mathrm{ph2}}(t_{\mathrm{las}}+\delta t_{\mathrm{las}})\big\rangle\big],\quad(14)$$

где

$$\big|\varphi_{\mathrm{a1}}^{(2)}(t_{\mathrm{las}})\big\rangle=\sum_{j=1}^{N}\alpha_1\big(\omega_{31}^{(j)}-\omega_{31}\big)\chi_1(\boldsymbol{r}_j)\exp\big[-(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{r}_j)/2$$

$$+\mathrm{i}(\boldsymbol{K}_1-\boldsymbol{k}_{\mathrm{las}})\boldsymbol{r}_j-\mathrm{i}\big(\omega_{32}^{(j)}t_{\mathrm{las}}+\varphi_{\mathrm{las}}\big)\big]P_{21}^{(j)}|0\rangle|g\rangle\quad(15)$$

– состояние атомов, возбужденных на второй уровень, которое, таким образом, связано с первой траекторией фотона.

2.3. Третий этап ($t>\tau$)

Найдем волновую функцию после взаимодействия среды со вторым волновым пакетом фотона (вблизи момента времени $t=t_2$, см. рис.2). В этом случае взаимодействие со средой затронет эволюцию второго слагаемого в (7) $|\Psi_{\mathrm{ph2}}\rangle$. Для данной части волновой функции (7) по аналогии с получением формул (8) и (9) находим следующее решение:

$$|\Psi_{\mathrm{ph2}}(t)\rangle\Big|_{t>t_2+\delta t_{\mathrm{ph}}}\to\big|\Psi_{\mathrm{a2}}^{(3)}(t)\big\rangle+|\Psi_{\mathrm{ph2}}(t)\rangle\Big|_{\alpha L\gg 1}$$

$$\simeq\big|\Psi_{\mathrm{a2}}^{(3)}(t)\big\rangle,\quad(16)$$

где вновь используется условие, что среда для фотона является оптически толстой. Волновая функция $|\Psi_{\mathrm{a2}}^{(3)}(t)\rangle$, может быть описана выражением типа (10). Эволюция $|\Psi_{\mathrm{a2}}^{(3)}(t)\rangle$ после окончания когерентного взаимодействия фотона со средой будет вновь определяться лишь влиянием неколлективных спонтанных процессов. Функция $|\Psi_{\mathrm{a2}}^{(3)}(t)\rangle$ с учетом спонтанных процессов примет вид

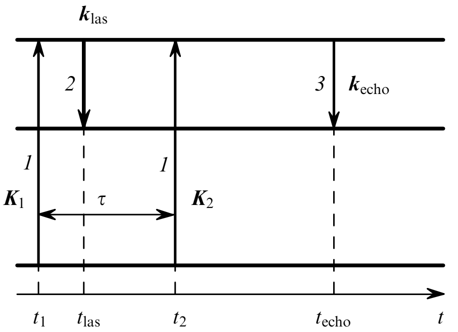

Рис.2. Схема возникновения однофотонного эха:
1 – фотоны; *2* – лазерный импульс; *3* – сигнал эха; $t_{\mathrm{echo}} = t_2 + (\tau - t_{\mathrm{las}} + t_1)\omega_{31}/\omega_{32}$, $\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}} = \boldsymbol{k}_{\mathrm{las}} + \boldsymbol{K}_2 - \boldsymbol{K}_1$.

$$\big|\Psi_{\mathrm{a}2}^{(3)}(t)\big\rangle \simeq \exp[-(\gamma_{31}+\gamma_{32})(t-\tau)/2]\big|\Psi_{\mathrm{a}2}^{(3)}(\tau+\delta t)\big\rangle. \quad (17)$$

С учетом (17) волновая функция, описывающая возбуждение атомной подсистемы сразу после попадания второго волнового пакета в среду, будет определяться следующим выражением:

$$|\Psi_{\mathrm{a}}(t)\rangle \approx \exp[-(\gamma_{31}+\gamma_{32})(t-\tau)/2]\big|\Psi_{\mathrm{a}2}^{(3)}(\tau)\big\rangle + \cos(\vartheta/2)$$
$$\times\exp[-(\gamma_{31}+\gamma_{32})t/2]\big|\Psi_{\mathrm{a}1}^{(3)}(\delta t)\big\rangle + \mathrm{i}\sin(\vartheta/2)$$
$$\times\exp[-(\gamma_{31}+\gamma_{32})\tau/2]\big|\varphi_{\mathrm{a}1}^{(2)}(\tau)\big\rangle. \quad (18)$$

Данное решение справедливо для $t > \tau$ и оно будет использоваться при нахождении параметров излучаемого средой поля.

3. Однофотонное эхо как проявление ОВЗ интерференции

Изучим поведение усредненных атомных операторов $\langle P_{\boldsymbol{k}}^{\pm}(t)\rangle$ и $\langle P_{\boldsymbol{k}}^{-}(t)P_{\boldsymbol{k}}^{+}(t)\rangle$, поскольку амплитуда $\langle E_{\boldsymbol{k}}^{\pm}(\boldsymbol{r},t)\rangle$ и интенсивность $\langle I_{\boldsymbol{k}}(r,t)\rangle = \langle E_{\boldsymbol{k}}^{+}(\boldsymbol{r},t)E_{\boldsymbol{k}}^{-}(\boldsymbol{r},t)\rangle$ излучаемого в направлении $\boldsymbol{k}$ поля могут определяться через данные атомные операторы [22–24], усредненные по состоянию атомов (18). Для оператора излучаемого поля $E_{\boldsymbol{k}}^{\pm}(\boldsymbol{r}, t + r/c)$ в точке $\boldsymbol{r}$ имеем

$$E_{\boldsymbol{k}}^{\pm}(\boldsymbol{r}, t+r/c) \sim \frac{\omega_{32}^2}{r}\frac{[\boldsymbol{k}[\boldsymbol{k}\boldsymbol{d}_{32}]]}{c^2k^2}P_{\boldsymbol{k}}^{\pm}(t), \quad (19)$$

где

$$P_{\boldsymbol{k}}^{-}(t) = \sum_{j=1}^{N}P_{23}^{(j)}\exp\big[-\mathrm{i}\big(\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_j + \omega_{32}^{(j)}t\big)\big];$$
$$P_{\boldsymbol{k}}^{+}(t) = \big(P_{\boldsymbol{k}}^{-}(t)\big)^{+}. \quad (20)$$

В дальнейшем при использовании (19), (20) мы ограничимся лишь диапазоном частот вблизи атомной частоты ω_{32}, т. к. именно в этом диапазоне будет возможно зафиксировать наличие ОВЗ интерференции.

4. Амплитуда поля $\langle E_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{t},\boldsymbol{r})\rangle$

Используя (16)–(18), вычислим электрическую компоненту поля $\langle E_{\boldsymbol{k}}(t,\boldsymbol{r})\rangle$, излучаемого в направлении $\boldsymbol{k}$:

$$\langle E_{\boldsymbol{k}}(t,\boldsymbol{r})\rangle = \langle E_{\boldsymbol{k}}^{+}(t,\boldsymbol{r})\rangle + \langle E_{\boldsymbol{k}}^{-}(t,\boldsymbol{r})\rangle, \quad (21)$$

где

$$\langle E_{\boldsymbol{k}}^{-}(t,\boldsymbol{r})\rangle = \langle E_{\boldsymbol{k}}^{+}(t,\boldsymbol{r})\rangle^{*};\ \langle E_{\boldsymbol{k}}^{+}(t,\boldsymbol{r})\rangle \propto \langle P_{\boldsymbol{k}}^{-}(t,\boldsymbol{r})\rangle$$

$$= \langle\Psi_{\mathrm{a}}(t)|P_{\boldsymbol{k}}^{-}|\Psi_{\mathrm{a}}(t)\rangle = -\mathrm{i}\frac{d_{23}}{2}\sin(\vartheta/2)$$
$$\times\exp[-(\gamma_{31}+\gamma_{32})(t+t_{\mathrm{las}}-\tau)/2]A(t-t_{\mathrm{echo}};\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}})$$
$$\times\exp[-\mathrm{i}\omega_{32}(t-t_{\mathrm{echo}}) + \mathrm{i}\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}\boldsymbol{r}]; \quad (22)$$

$$t_{\mathrm{echo}} = \tau + (\tau - t_{\mathrm{las}})\omega_{31}/\omega_{32};\ \boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}} = \boldsymbol{k}_{\mathrm{las}} + \boldsymbol{K}_2 - \boldsymbol{K}_1;$$
$$A(t-t_{\mathrm{echo}};\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}})\exp[-\mathrm{i}\omega_{32}(t-t_{\mathrm{echo}}) + \mathrm{i}\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}\boldsymbol{r}]$$
$$= \big\langle\varphi_{\mathrm{a}1}^{(2)}(t)\big|\sum_{j=1}^{N}P_{23}^{(j)}\exp\big[-\mathrm{i}(\omega_{32}^{(j)}t + \boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_j)\big]\big|\Psi_{\mathrm{a}2}^{(3)}(t)\big\rangle. \quad (23)$$

Функцию $A(t-t_{\mathrm{echo}};\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}})$ находим, переходя к непрерывному распределению атомов в среде объемом V и выполняя независимое интегрирование по пространству и по спектральному распределению атомов:

$$A(t-t_{\mathrm{echo}};\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}) = \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\varphi_{\mathrm{las}}}\sum_{j=1}^{N}\alpha_1^{*}(\omega_{31}^{(j)} - \omega_{31})\alpha_2(\omega_{31}^{(j)} - \omega_{31})$$
$$\times\chi_1^{*}(\boldsymbol{r}_j)\chi_2(\boldsymbol{r}_j)\exp[-\alpha(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{r}_j + \boldsymbol{n}_2\boldsymbol{r}_j)/2 + \mathrm{i}\xi_j\omega_{32}(t-t_{\mathrm{echo}})$$
$$-\mathrm{i}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}})\boldsymbol{r}_j] = \gamma_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}}T_{12}(t-t_{\mathrm{echo}})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\varphi_{\mathrm{las}}}, \quad (24)$$

где введены функции

$$\gamma_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}} = \frac{N}{V}\int_V \mathrm{d}\boldsymbol{r}\chi_1^{*}(\boldsymbol{r})\chi_2(\boldsymbol{r})\exp[-\alpha(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{r} + \boldsymbol{n}_2\boldsymbol{r})/2$$
$$-\mathrm{i}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}})\boldsymbol{r}] \propto \delta_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}}, \quad (25)$$

$$T_{12}(t-t_{\mathrm{echo}}) = \int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}\xi f(\xi)\alpha_1^{*}(\xi\omega_{31})\alpha_2(\xi\omega_{31})$$
$$\times\exp[\mathrm{i}\xi\omega_{32}(t-t_{\mathrm{echo}})]. \quad (26)$$

Функции $\chi_{1,2}(\boldsymbol{r})$ и $\exp[-\alpha(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{r} + \boldsymbol{n}_2\boldsymbol{r})/2]$ слабо меняются на расстояниях порядка длины волны излучения λ, поэтому функция $\gamma_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}}$ имеет резкий максимум вблизи $\boldsymbol{k} \approx \boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}$. Функция $T_{12}(t-t_{\mathrm{echo}})$ также имеет один максимум при $t = t_{\mathrm{echo}}$, что соответствует появлению сигнала однофотонного эха (см. рис.2). Обратим внимание на то, что сигнал эха (см. (24), (26)) пропорционален произведению $\alpha_1^{*}(\xi\omega_{31})\alpha_2(\xi\omega_{31})$, где индексы 1 и 2 у α относятся к двум траекториям, время прилета фотона по которым в среду различается на τ. Таким образом, сигнал эха является следствием существования квантовой суперпозиции однофотонных состояний (2).

Будем использовать нормировку (12) и приближение $\exp[-\alpha(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{r} + \boldsymbol{n}_2\boldsymbol{r})/2] \approx \exp(-\alpha\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{r}) \approx \exp(-\alpha\boldsymbol{n}_2\boldsymbol{r})$, которое является удовлетворительным, когда направление $\boldsymbol{K}_1$ не сильно отклоняется от направления $\boldsymbol{K}_2$, так что оба волновых пакета почти полностью перекрываются в среде. В этом приближении для $\boldsymbol{k} = \boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}$ и $t = t_{\mathrm{echo}}$ получим, что $A(0;\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}, t_{\mathrm{echo}}) \approx 1$. Итак, для амплитуды поля эхо-сигнала можно записать выражение

$$\langle E_{\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}}^{+}(t,\boldsymbol{r})\rangle \propto \langle P_{\boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}}^{-}(t)\rangle = -\mathrm{i}\frac{d_{23}}{2}\sin(\vartheta/2)T_{12}(t-t_{\mathrm{echo}})$$
$$\times\exp[-(\gamma_{31}+\gamma_{32})(t+t_{\mathrm{las}}-\tau)/2]$$
$$\times\exp\{-\mathrm{i}[\omega_{32}(t-t_{\mathrm{echo}}) - \boldsymbol{k}_{\mathrm{echo}}\boldsymbol{r} + \varphi_{\mathrm{las}}]\}. \quad (27)$$

Из выражения (26) видим, что для преобладающего неоднородного уширения линии временное поведение эха (27) будет определяться однофотонной волновой функцией (т. е. спектром функции $\alpha_1^*(\xi\omega_{31})\alpha_2(\xi\omega_{31})$). Для устойчивого детектирования эхо-сигнала при накоплении большого числа экспериментальных данных необходимо, чтобы все три момента времени t_1, $t_{\rm las}$ и t_2 (см. рис.2) были «привязаны» друг к другу, т. к. фаза и момент появления сигнала $t_{\rm echo} = \tau + (\tau - t_{\rm las})\omega_{31}/\omega_{32}$ будут сдвигаться при изменении времени воздействия лазерного импульса $t_{\rm las}$. Такого типа «привязка» в случае генерации однофотонных волновых пакетов к лазерным импульсам реализована, например, в недавних экспериментах по телепортации однофотонных состояний [8].

5. Интенсивность излучения $\langle I_{\omega_{32}\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{t},\boldsymbol{r})\rangle$

Интенсивность излучения следующим образом выражается через атомные операторы [22]:

$$\langle I_{\boldsymbol{k}}\rangle \sim \frac{\omega_{32}^4}{r^2}\left|\frac{[\boldsymbol{k}[\boldsymbol{k}\boldsymbol{d}_{32}]]}{c^2k^2d_{32}}\right|^2\langle P_{\boldsymbol{k}}^+P_{\boldsymbol{k}}^-\rangle. \quad (28)$$

Для изучения неклассических особенностей излучения представляет интерес сравнить поведение амплитуды поля (27) с поведением интенсивности поля $\langle I_{\boldsymbol{k}_{\rm echo}}(t)\rangle$, излучаемого также в направлении $\boldsymbol{k}_{\rm echo}$ после взаимодействия среды со вторым волновым пакетом фотона. В этом случае $\langle P_{\boldsymbol{k}}^+P_{\boldsymbol{k}}^-\rangle$ находим, используя вновь волновую функцию (18) :

$$\langle P_{\boldsymbol{k}}^+P_{\boldsymbol{k}}^-\rangle = \langle\Psi_{\rm a}(t)|P_{\boldsymbol{k}}^+(t)P_{\boldsymbol{k}}^-(t)|\Psi_{\rm a}(t)\rangle = \frac{d_{32}^2}{2}\{\cos^2(\vartheta/2)$$
$$\times\exp[-(\gamma_{31}+\gamma_{32})t]\rho_{11}(t;\delta t,\delta t) + \exp[-(\gamma_{31}+\gamma_{32})$$
$$\times(t-\tau)]\rho_{22}(t;\tau,\tau) + \cos(\vartheta/2)\exp[-(\gamma_{31}+\gamma_{32})$$
$$\times(t-\tau/2)][\rho_{12}(t;\delta t,\tau) + \rho_{21}(t;\tau,\delta t)]\}, \quad (29)$$

где

$$\rho_{nm}(t;t',t'') = \left\langle\Psi_{{\rm a}n}^{(3)}(t')\middle|P_{\boldsymbol{k}}^+(t)P_{\boldsymbol{k}}^-(t)\middle|\Psi_{{\rm a}m}^{(3)}(t'')\right\rangle. \quad (30)$$

Используя выражения (8)–(12) для функций $|\Psi_{\rm a1}^{(3)}(0)\rangle$ и $|\Psi_{\rm a2}^{(3)}(\tau)\rangle$ и учитывая (25), (26), для функций $\rho_{nm}(t;t',t'')$ получаем следующие соотношения:

$$\rho_{11}(t;\delta t,\delta t) \simeq T_{11}(0) \approx 1, \quad (31)$$

$$\rho_{22}(t;\tau,\tau) \simeq T_{22}(0) \approx 1, \quad (32)$$

$$\rho_{12}(t;0,\tau) = \exp({\rm i}\omega_{31}\tau)\gamma_{\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_2}T_{12}(\tau)\Big|_{t>\delta t_{\rm ph},\tau} \simeq 0, \quad (33)$$

$$\rho_{21}(t;\tau,0) = \exp(-{\rm i}\omega_{31}\tau)\gamma_{\boldsymbol{k}_2-\boldsymbol{k}_1}T_{21}(\tau)\Big|_{t>\delta t_{\rm ph},\tau} \simeq 0. \quad (34)$$

Здесь функции T_{mn} образуются по образцу функции T_{12} (26).

Из (29) и (31)–(34) видно, что интенсивность излучаемого поля изотропна и спадает с характерным временем $(\gamma_{32}+\gamma_{31})^{-1}$ без появления какого-либо всплеска, отвечающего излучению эха. Таким образом, соотношение между интенсивностью поля $\langle I_{\omega_{32}\boldsymbol{k}_{\rm echo}}(t,\boldsymbol{r})\rangle$ и его амплитудой не удовлетворяет классическим представлениям, т. е.

$$\langle I_{\omega_{32}\boldsymbol{k}_{\rm echo}}(t,\boldsymbol{r})\rangle \neq \langle E_{\omega_{32}\boldsymbol{k}_{\rm echo}}^-(t,\boldsymbol{r})\rangle\langle E_{\omega_{32}\boldsymbol{k}_{\rm echo}}^+(t,\boldsymbol{r})\rangle. \quad (35)$$

Причина несоответствия в поведении амплитуды и интенсивности поля лежит в одноатомном характере состояния среды $|\Psi_{\rm a}(t)\rangle$ (18), возбужденного одним фотоном. При этом в отличие от амплитуды $\langle E_{\boldsymbol{k}_{\rm echo}}^+(t,\boldsymbol{r})\rangle$ (27) поведение интенсивности поля $\langle I_{\boldsymbol{k}_{\rm echo}}(t)\rangle$ определяется независимым спонтанным излучением отдельных атомов, что и отражается во временной зависимости (29). В данном случае интенсивность излучения (28), (29) представляет собой сумму лишь двух слагаемых, включающих (31), (32) и экспоненциально спадающих во времени в соответствии с распадом отдельного атома. Каждое из этих двух слагаемых связано с попаданием в среду одного из двух волновых пакетов фотона, при этом в интенсивности $\langle I_{\boldsymbol{k}_{\rm echo}}(t)\rangle$ подавляется любая интерференция полей, связанных с различными траекториями фотона, так что соответствующие слагаемые, содержащие (33) и (34), становятся близки к нулю.

Появление когерентных коллективных свойств в излучении, испускаемом системой атомов, возможно лишь при наличии двухатомных возбуждений в среде, поскольку интенсивность излучения $\langle I_{\boldsymbol{k}}(t)\rangle$ выражается через двухатомные операторы (см. (28)). Классическое соотношение между поведением амплитуды поля и поведением его интенсивности, когда $\langle I_{\omega_{32}\boldsymbol{k}_{\rm echo}}(t,\boldsymbol{r})\rangle \approx \langle E_{\omega_{32}\boldsymbol{k}_{\rm echo}}^-(t,\boldsymbol{r})\rangle\times\langle E_{\omega_{32}\boldsymbol{k}_{\rm echo}}^+(t,\boldsymbol{r})\rangle$, восстановится, если в исходном квантовом состоянии $|\Psi_{\rm in}\rangle$ кроме однофотонной компоненты будет также присутствовать и двухфотонная компонента. Например, это будет иметь место в случае взаимодействия среды не с однофотонным волновым пакетом, а с полем в глауберовском состоянии $|\alpha\rangle$, даже если для него среднее число фотонов $|\alpha|^2 = 1$. В данном случае этот результат представляется естественным (см., напр., [19]), т. к. состояние $|\alpha\rangle$ обычно воспроизводит результаты классического подхода при описании электромагнитного поля.

6. Заключение

Первый вариант эксперимента для наблюдения ОВЗ интерференции, основанный на использовании резонансной двухуровневой среды, был предложен в работе [14]. Недавно этот вариант вновь привлек внимание в связи с оценкой наблюдаемого сигнала для ряда известных в фотонном эхе веществ и использованием аккумулированного однофотонного эха [18]. Данный вариант наблюдения также вызвал интерес к изучению неклассической динамики светового эха [19], предсказанной и наиболее полно изученной в работах [15, 16] в случае однофотонного эха.

В настоящей статье изучалось формирование ОВЗ интерференции в трехуровневой среде с Λ-конфигурацией разрешенных переходов атомов. Для реализации данной интерференции предлагается дополнительное возбуждение среды лазерным импульсом, который переносит возбуждение среды, вызванное первым волновым пакетом фотона с 3-го на 2-й атомный уровень. Ключевым моментом изучаемой интерференции является то, что лазерный импульс действует на среду в промежутке времени между воздействием двух волновых пакетов фотона. В таком случае лазерный импульс будет зондировать не результат интерференции однофотонных состояний в среде, а промежуточное во времени перепутанное квантовое состояние $|\Psi_{\rm tr}(t)\rangle$ (называемое также состоянием типа «шредингеровского кота», или гибридным состоянием), которое объединяет воедино состояния фотона и макроскопической среды.

Подобное воздействие лазерного импульса на среду не может быть сведено к обыкновенной процедуре считывания в среде интерференционной картины, пусть даже и однофотонной, поскольку последняя возникает лишь после взаимодействия второго волнового пакета фотона с атомами среды. В результате взаимодействия фотона и лазерного импульса со средой возможно появление однофотонного эха, причем важно то, что эхо-сигнал является собой непосредственный результат ОВЗ интерференции в веществе. Заметим, что излучаемое поле состоит исключительно из эхо-сигнала $\langle E^{+}_{\boldsymbol{k}_{\rm echo}}(\boldsymbol{r},t)\rangle$ (27), которое максимально при $\vartheta=\pi$, когда лазерный импульс полностью переводит возбуждение с 3-го атомного уровня на 2-й.

Самостоятельный интерес к изучению однофотонного эха может быть связан с исследованием неклассических свойств переизлучаемого средой поля, т. к. наблюдение однофотонного эха в интенсивности излучения (см. (28) – (34)) оказывается невозможным, что связано с квантовой природой фотона. Проводя аналогию с известной амплитудной интерференцией [6], отметим, что при наблюдении однофотонного эха в амплитуде поля будут воспроизводиться классические закономерности амплитудной интерференции, тогда как для интенсивности поля этого воспроизведения уже не будет.

Вопрос о неклассических свойствах поля, переизлучаемого когерентными резонансными средами при их взаимодействии с фотонами, еще мало изучен. Например, в случае корреляции между двумя фотонами с различными волновыми векторами и частотами поведение амплитуды и интенсивности поля эхо-сигнала приобретает другие неожиданные особенности [29]. В связи с этим отметим также, что новые квантовые особенности в поведении излучения рассматриваются в работе [20]. Подчеркнем, что экспериментальное изучение отмеченных вопросов имеет самое непосредственное отношение к пониманию неклассической динамики полей, связанных с фотоном.

Важно, что именно детектирование сигнала эха будет отражать факт существования гибридного состояния $|\Psi_{\rm tr}(t)\rangle$ фотона и среды. Кроме того, подчеркнем, что сигнал эха становится возможным при наличии детерминированной эволюции взаимодействия среды с фотоном, начальное состояние которого делокализовано на временном интервале, включающем воздействие на среду пренебрежимо короткого лазерного импульса. В связи со сказанным следует ожидать, что экспериментальное исследование однофотонного эха позволит проводить детальное изучение фундаментальных вопросов квантовой динамики пространственно делокализованных состояний типа $|\Psi_{\rm tr}(t)\rangle$. В частности, при этом можно лучше понять закономерности эволюции подобных состояний на временах, значительно бóльших времени поглощения фотона средой, обладающей неоднородно-уширенной резонансной линией. Выполняя подобные эксперименты, можно пытаться получить ценную информацию о скрытых деталях взаимодействия фотона с веществом, которые определяются закономерностями необратимого поглощения и распада возбуждений в многоатомной макроскопической системе.

Наконец, отметим, что заметный интерес могут вызывать вопросы управления эволюцией делокализованных состояний типа $|\Psi_{\rm tr}(t)\rangle$, в частности перспективы их практического использования при решении задач квантовой информатики. В связи с этим рассмотренная схема взаимодействия однофотонных полей с макроскопическими трехуровневыми средами может использоваться при хранении информации о динамике квантованных полей. Предлагаемая схема интересна тем, что фотон испытывает 100 %-ное поглощение, при этом передаваемая в среду квантовая информация может быть впоследствии извлечена при переходе в другой частотный диапазон, куда не попадает частота излучения лазера и где, следовательно, поведение невозбужденных атомов не возмущается.

Автор благодарен рецензентам журнала «Квантовая электроника» за конструктивные замечания, которые способствовали улучшению изложения материала. Работа поддержана РФФИ (гранты № 98-03-33229 и 00-15-97410), фондами АН Татарстана (грант № 14-29) и Фольксваген (грант 1/72-171).

1. Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М., Физматлит, 2000).
2. Scully M.O., Zubairy M.S. *Quantum optics* (Berlin, Springer-Verlag, 1997).
3. Walls D.F., Milburn G.J. *Quantum optics* (Berlin, Springer-Verlag, 1994).
4. Pfleegor R.L., Mandel L. *Phys.Letts*, **122**, 766 (1967).
5. Санин А.А., Жарко А.В., Иверонова В.И., Кацнельсон А.А., Кисин В.И. *ЖЭТФ*, **56**, 78 (1969).
6. Клышко Д.Н. *УФН*, **164**, 1187 (1994); **168**, 977 (1998).
7. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. *Фейнмановские лекции по физике. Квантовая механика* (М., Мир, 1978, т.8, гл.1).
8. Bouwmeester D., Pan J.-W. et al. *Phys.Rev.Letts*, **82**, 1345 (1999).
9. Bouwmeester D., Pan J.-W., Mattle K., Eibl M., Weinfurter H., Zeilinger A. *Nature*, **390**, 575 (1999); Pan J.-W., Bouwmeester D., Weinfurter H., Zeilinger A. *Phys.Rev.Letts*, **80**, 3891 (1998).
10. Aharonov Y., Vaidman L. *Phys.Letts A*, **178**, 38 (1993).
11. Elitzur A., Vaidman L. *Found.Phys.*, **23**, 987 (1993); Simon S.H., Platzman P.M. *Phys.Rev.A*, **61**, 052103 (2000); Krenn G., Summhammer J., Svozil K. *Phys.Rev.A*, **61**, 052102 (2000).
12. Deutch D., Ekert A. *Physics Today*, № 3, 47 (1997).
13. Czachor M. *Phys.Letts A*, **257**, 107 (1999); Botero A., Reznik B. *Phys.Rev.A*, **61**, 050301(R) (2000).
14. Кессель А.Р., Моисеев С.А. *Письма в ЖЭТФ*, **58**, 77 (1993); *Изв. РАН. Сер. физич.*, **58**, 135 (1994).
15. Moiseev S.A. *Extended Abstracts of Papers XXVII Congr. AMPERE* (Kazan, 1994, p. 369); *Hyp.Inter.*, **107**, 345 (1997); Моисеев С.А. *Оптика и спектроскопия*, **83**, 280 (1997).
16. Моисеев С.А. *Оптика и спектроскопия*, **82**, 1027 (1997); *Оптика и спектроскопия*, **84**, 797 (1998); Moiseev S.A. *Proc. I Intern. Induced Gamma Emission Workshop* (Predeal, Romunia, 1999, p. 279).
17. Zurek W.H. *Physics Today*, № 10, 36 (1991).
18. Mohan R.K., Luo B., Mair S., Kroll S. *Phys.Rev.A*, **58**, 4348 (1998).
19. Freidberg R., Hartmann S.R. *Laser Physics*, **9**, 1093 (1999).
20. Моисеев С.А., Кролл С., Олсон Н. *Тезисы докл. междун. конф. «Эффект Мессбауера: магнетизм, материаловедение, гамма-оптика»* (Казань, 2000, с. 185); Moiseev S.A., Kroll S., Ohlsson N. (to be published).
21. Englert B.-G. *Zs.Naturforsch.a*, **54**, 11 (1999).
22. Agarwal G.S. *Quantum statistical theories of spontaneous emission* (Springer Tracts in Modern Physics, Berlin, Springer-Verlag, 1974, v. 70).
23. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. *Кооперативные явления в оптике* (М., Наука, 1988).
24. Аллен Л., Эберли Дж. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М., Мир, 1979).
25. Давыдов С.А. *Теория твердого тела* (М., Наука, 1976).
26. *Proc. I Intern. Induced Gamma Emission Workshop, 1997* (Predeal, Romunia, 1999).
27. Wigner E.P. In: *Quantum theory and measurement* (Princton, University Press, 1983).
28. Садбери А. *Квантовая механика и физика элементарных частиц* (М., Мир, 1989, гл. 5).
29. Moiseev S.A., Noskov M.I. *Proc. SPIE*, **3736**, 129 (1999).