

ВРЕМЯ-ЗАДЕРЖАННАЯ САМОИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ФОТОНА

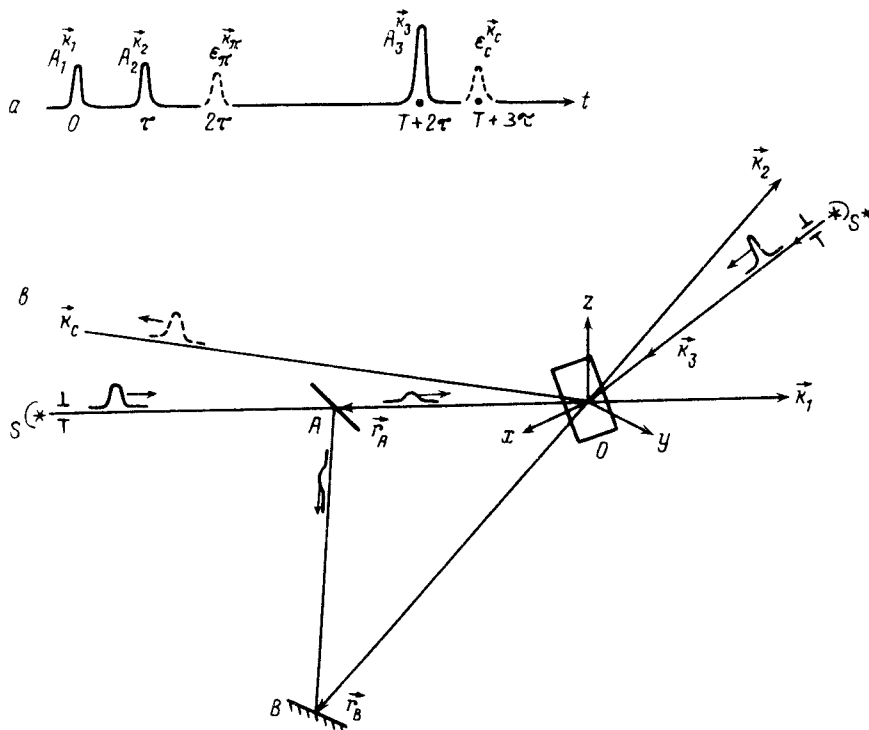
А.Р.Кессель, С.А.Мусеев

Казанский физико-технический институт им.Е.К.Завойского РАН
420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 7 июня 1993 г.

Рассмотрена время-задержанная самоинтерференция (ВЗСИ) фотона на образце, содержащем резонансные двухуровневые атомы, в условиях, когда разность хода по двум оптическим путям превосходит "длину" фотона. Показано, что считывающий импульс электромагнитного поля может возбудить стимулированный эхо-отклик.

Цель этого сообщения – указать на эффект ВЗСИ, проявляющийся, в частности, в сигналах фотонного эха, фазовая информация в котором закладывается отдельным фотоном.



Временная последовательность импульсов, возбуждающих первичный ($t = 2\tau$) и стимулированный ($t = T + 2\tau$) эхо-сигналы (а) и принципиальная схема для наблюдения ВЗСИ отдельного фотона (б)

Типичная последовательность сигналов эха при наблюдении фотонного эха изображена на рисунке [1]. Два "коротких" импульса резонансного электромагнитного поля, разделенные "длинным" интервалом τ , порождают сигнал первичного эха ϵ_π спустя время τ после второго импульса. Третий импульс,

приложенный через интервал времени T после второго, вызывает сигнал стимулированного эха ϵ_c . Тот же интервал времени τ отделяет сигнал ϵ_c от третьего импульса, что фактически означает, что третий импульс считывает информацию, заложенную первыми двумя. Эти сигналы обладают следующими свойствами: 1) амплитудная зависимость есть $\epsilon_\pi \propto A_1 A_2^2$, $\epsilon_c \propto A_1 A_2 A_3$; 2) волновые векторы электромагнитных полей эхо-откликов равны $\mathbf{k}_\pi = 2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_c = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$; 3) максимумы волновых пакетов эхо-откликов имеют место при $t_\pi = 2\tau$, $t_c = T + \tau$, где A_i и \mathbf{k}_i - амплитуда и волновой вектор электрического поля первого импульса. Важно, что сигналы эха ϵ_π и ϵ_c отсутствуют, если амплитуда хотя бы одного предшествующего импульса равна нулю. Типичная схема опыта по наблюдению фотонного эха изображена на рисунке. Свет от источника S может попасть на образец O по двум путям: прямо через полупрозрачное зеркало A за время $\tau_A = (SA + AO)/c$, и, отразившись от двух зеркал, - за время $\tau_{AB} = (SA + AB + BO)/c$. Кроме того, существует другой импульсный источник света S^* высокой интенсивности, причем несущие частоты обоих источников света ck_1 и ck_3 совпадают с резонансной частотой ω_0 атомов образца.

Пусть интенсивность источника света S настолько низка, что среднее время между излучением двух фотонов $\tau_0 \gg \tau_{ph} + \tau_{AB}$, где τ_{ph} - временная длительность одного фотона. В этих условиях в экспериментальной установке в любой момент времени может находиться не более одного фотона. И пусть $\tau = \tau_{AB} - \tau_A \gg l/c + \tau_{ph}$, где l есть линейный размер образца. Тогда часть "фотонной плотности", проследовавшей по пути SAO, покинет образец раньше, чем в него попадет "фотонная плотность" из плеча SABO. Эти два волновых пакета фотона играют в предлагаемом эхо-эксперименте роль двух оптических импульсов. Идея предлагаемого эксперимента состоит в облучении образца светом такой низкой интенсивности, что в каждый момент времени в аппаратуре находится не больше одного фотона [2,3]. В таком случае, когда будет наблюдаться эхо-отклик, порожденный одним фотоном, можно будет говорить о существовании эффекта ВЗСИ фотона, так как в эхо-экспериментах плотности фотонного состояния, распространяющиеся по оптическим путям $SA + AO$ и $SA + AB + BO$ (см. рисунок б), не должны перекрываться.

Рассматривается система двухуровневых атомов, подверженная действию электромагнитного поля. Гамильтонианом такой физической системы принято считать

$$\hat{H} = \hat{H}_a + \hat{H}_{ph} + \hat{V}, \quad \hat{H}_a = \sum_j \omega_j \hat{R}_3^j, \quad \hat{H}_{ph} = \int_{-\infty}^{\infty} d^3k \omega_k \hat{a}_k^+ \hat{a}_k,$$

$$\hat{V} = -i \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} d^3k [g(k) \hat{a}_k \hat{R}_+^j e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_j} - g^*(k) \hat{a}_k^+ \hat{R}_-^j e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_j}], \quad (1)$$

где $\omega_k = ck$, $\hat{R}_\pm = \hat{R}_1 \pm i\hat{R}_2$ и $\hat{R}_n = 1/2\hat{\sigma}_n$, $\hat{\sigma}_n$ - матрицы Паули, ω_j - интервал между уровнями энергии атома j , \hat{H}_{ph} и \hat{H}_a - операторы энергии атомов и электромагнитного поля, $[\hat{a}_k, \hat{a}_k^+] = \delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k})$, $g(\mathbf{k}) = (e_{\omega\mathbf{k}} d)(\omega_0^2/4\pi^2\omega_k)^{1/2}$, d - дипольный момент перехода, $e_{\omega\mathbf{k}}$ - вектор поляризации моды (ω, \mathbf{k}) .

Будем считать, что при $t = -\infty$ физическая система описывается в пред-

ставлении взаимодействия волновой функцией

$$|\Psi(-\infty)\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} d^3k F^{(0)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \hat{a}_{\mathbf{k}}^{\dagger} |OB\rangle, \quad |OB\rangle = |O\rangle \otimes |B\rangle, \quad |O\rangle = \prod_j |\chi_j^-\rangle, \quad (2)$$

где $|\chi_j^+\rangle$ и $|\chi_j^-\rangle$ есть верхнее и нижнее состояния атома j , $|B\rangle$ - вакуумное состояние поля, $F^{(0)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)$ - комплексная нормированная функция \mathbf{k} , обладающая резким максимумом при $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1$. Функция $|\psi_{ph}\rangle$ соответствует одному фотону, распространяющемуся вблизи направления $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1$ и падающему на первое зеркало [4]. Можно показать, что после прохождения двух зеркал (рисунок, б) функция $F^{(0)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1)$ преобразуется в $\mathcal{F}^{(0)}(\mathbf{k}|\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$:

$$F^{(0)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \rightarrow \mathcal{F}^{(0)}(\mathbf{k}|\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{F^{(0)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) + F^{(0)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_2)e^{i(\mathbf{R}\mathbf{L})}\}, \quad (3)$$

$$\mathbf{L} = [2\mathbf{n}_B(\mathbf{n}_A\mathbf{n}_B) - \mathbf{n}_A](\mathbf{n}_A\mathbf{r}_A) - \mathbf{n}_B(\mathbf{n}_B\mathbf{r}_B),$$

где \mathbf{r}_A , \mathbf{r}_B и \mathbf{n}_A , \mathbf{n}_B есть радиусы-векторы центров и нормали зеркал A , B . Разность времен распространения фотона по двум плечам интерферометра равна $\tau = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{L})/kc$. Из-за слабости поля отдельного фотона при решении уравнения Шредингера можно ограничиться первым приближением для волновой функции:

$$|\psi(t)\rangle \approx [1 - i^{-1} \int_{-\infty}^t dt \hat{V}(t)] \int_{-\infty}^{\infty} d^3k \mathcal{F}^{(0)}(\mathbf{k}|\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \hat{a}_{\mathbf{k}}^{\dagger} |OB\rangle. \quad (4)$$

Рассмотрим, как в предлагаемом эксперименте будет воздействовать на образец фотон при его распространении по двум оптическим путям. Матричный элемент $\langle \psi(t) | \hat{R}_{22}^j | \Psi(t) \rangle$ оператора $\hat{R}_{22} = 1/2 + \hat{R}_3$ описывает вероятность пребывания атома на верхнем уровне в момент времени t . Выясним пространственный характер возбуждения системы атомов после прохождения фотона через образец:

$$\begin{aligned} \langle \psi(t) | \hat{R}_{22}^j | \Psi(t) \rangle = & |\tilde{F}_1(\omega_j - \omega_0)|^2 + |\tilde{F}_2(\omega_j - \omega_0)|^2 + \\ & + |\tilde{F}_1(\omega_j - \omega_0) \tilde{F}_2^*(\omega_j - \omega_0)| \cos \left\{ \omega_j \tau + \frac{\omega_j}{\omega_0} (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \mathbf{r}_j \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\tilde{F}_1(\omega_j - \omega_0) = \sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d^3k g(\mathbf{k}) F^{(0)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \delta(\omega_j - \omega_{\mathbf{k}}).$$

Таким образом, в среде возникает интерференционная картина, вызванная прохождением одного фотона по двум оптическим путям интерферометра. Если $\tau = 0$ (то есть оптические пути одинаковы), имеет место интерференция фотона, что фиксировалось классическими методами оптики [2,3]. В том случае, когда $\tau = \tau_{AB} - \tau_A > \tau_{ph}$, выражение (5) означает, что существует и время-задержанная интерференция.

Можно ожидать, что прохождение фотона через образец, помимо статической решетки заселенностей, породит осциллирующую поляризацию среды,

как это имеет место в обычном эхо-эксперименте [1]. Электромагнитное поле когерентного отклика, излучаемое этой поляризацией, находится посредством вычисления ожидаемого значения операторов поля $\hat{E}^{\pm}(r, t)$ и оператора интенсивности излучения $\hat{I}(r, t)$ рассматриваемой системы [5] в состоянии (4).

Расчет показал, что после прохождения отдельного фотона ожидаемые значения $\langle \psi(t) | \hat{E}(r, t) | \psi(t) \rangle$ и $\langle \psi(t) | \hat{I}(r, t) | \psi(t) \rangle$ в состоянии (4) не содержат слагаемых, способных привести к эхо-отклику. Можно ожидать, что только начиная с трехфотонных начальных состояний поля сигнал первичного эха будет отличен от нуля. Для расчета стимулированного эха была найдена волновая функция $|\psi(t)\rangle$ после действия третьего импульса ($t > T$). Оказалось, что возникает когерентное излучение в направлении k_c :

$$\langle \hat{E}_{k_c}^+(t) \rangle = \langle \hat{E}_{k_c}^-(t) \rangle^* = i \frac{d}{2} \sin \theta_3 \Phi(t - t_c) e^{-i\omega_0(t - t_c)}, \quad (6)$$

где

$$\Phi(t - t_c) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta G(\Delta) |\bar{F}(\Delta)|^2 e^{-i\Delta(t - t_c)}$$

– известная в теории эхо явлений функция $\Phi(t - t_c)$ имеет максимум $\Phi(0) = 1$ при $t = t_c = \tau + T$ и быстро спадает с ростом разности $|t - t_c|$, что определяет локализацию появления сигнала стимулированного эхо во времени $t^* = t_c - \tau/c$, $\theta = dh^{-1} A_3 t_3$, t_3 – длительность третьего мощного лазерного импульса.

Удивительной особенностью этого поля является равенство нулю когерентной части ожидаемого значения его интенсивности. Это отличает данное поле от известных квантовых полей в фоковском, глауберовском и сжатом состояниях [6]. Такое состояние поля не имеет классического аналога и обусловлено чисто квантовыми свойствами коллективного состояния среды, возникающего в таких условиях эксперимента.

Известно, что сигнал стимулированного эха может быть значительно увеличен благодаря эффекту накопления: третий импульс считывает суммарный вклад от многих пар предшествующих слабых импульсов [7,8]. Это имеет место и в рассматриваемом случае, если перед считывающим импульсом в течение времени жизни атомных возбуждений T_1 на среду успеют подействовать несколько (M) фотонов. Для независимости воздействия на образец отдельных фотонов требуется, чтобы они излучались источником света S не быстрее, чем через интервал времени τ_0 . В этих условиях величина (6) умножается на M , а интенсивность $\langle \hat{I}_{k_c}(r, t) \rangle$:

$$\langle \psi(t) | \hat{I}_{k_c}(r, t) | \psi(t) \rangle = \frac{M(M-1)\lambda^2 h\omega_0}{4S T_1} |\Phi(t - t_c)|^2, \quad (7)$$

где S – площадь поперечного сечения среды и λ – длина волны излучения. Таким образом, при большом M свойства амплитуды и интенсивности поля приближаются к классическим. Оценим количество квантов (Z), которое может быть излучено в сигнале стимулированного эха от решетки пространственных возбуждений атомов, сформированной благодаря самоинтерференции отдельных фотонов при $\theta = \pi/2$. Приняв $T_2^* \sim T_2/10$, $M \approx T_1/\tau_0$, $\tau_0 \approx T_2$ для типичных значений $\lambda \approx 0,5 \cdot 10^{-4}$ см, $S \approx 10^{-2}$ см², $T_1 \approx 10^{-8}$ с, можно ориентировочно получить $Z \approx T_1$, где время жизни T_1 взято в секундах, что при $T_1 > 1$ с вполне

доступно для наблюдения. Для экспериментального наблюдения явно неклассического состояния поля, возникающего при $M = 1$, можно предложить схему оптического гетеродинамирования. При этом на оптический детектор необходимо вместе с эхо-сигналом подать излучение $\hat{E}_{get}^-(t)$ в когерентном (глауберовском) квантовом состоянии с $\langle \hat{E}_{get}^-(t) \rangle = E_{get}(t)$. Величина детектируемого сигнала $I_{sig}(t) \propto E_{get}(t) \langle \hat{E}_{k_c}^+(t) \rangle$ может быть усилена увеличением интенсивности когерентного излучения. Существенно, что прямое детектирование сигнала $I_{sig}(t)$ при $M = 1$ позволит при положительном исходе обнаружить интерференцию путей даже для одной частицы в одном эксперименте, не дожидаясь необходимого накопления, как это обычно принято в квантовой механике при традиционных способах детектирования микрочастиц. Отметим вместе с этим, что простое наблюдение временного поведения интенсивности не дает, согласно нашему расчету, какого-либо импульса в момент времени $t = t_c$.

Хотя уже давно известен афоризм Дирака: "Каждый фотон интерферирует лишь сам с собой, а интерференция между разными фотонами никогда не возникает" [9], аргюги нельзя сказать, обнаружится ли интерференция в условиях эхо-эксперимента. Ее обнаружение, по-видимому, позволит углубить представления о квантовой природе материи, а высказывание Дирака дополнится новым парадоксом.

-
1. Э.А.Манькин, В.В.Самарцев, Оптическая эхо-спектроскопия, М.: Наука, 1984, с.272.
 2. R.L.Pfeegor, L.Mandel, Phys. Lett. **24A**, 766 (1967).
 3. А.А.Санин, А.В.Жарко, В.И.Иверонова и др., ЖЭТФ **56**, 78 (1969).
 4. Д.И.Блохинцев, Пространство и время в микромире, М.: Наука, 1982.
 5. G.S.Agarval, Quantum Optics -Spring-Verlag **70**, 135 (1974).
 6. С.Я.Кишин, Квантовая оптика: поля и их детектирование, -Мн.: Навука і техника, 1990.
 7. H.Hesselink, D.Wiersma, Phys. Rev. Lett. **43**, 1991 (1979).
 8. С.А.Моисеев, Н.Л.Невельская, Е.И.Штырков, Опт. и спектр. **73**, 510 (1991).
 9. П.А.М.Дирак, Принципы квантовой механики, М.: Наука, 1979.