

“Расплывание” бифотона в среде с дисперсией групповой скорости и двухфотонная интерференция

Л. А. Кривицкий, М. В. Чехова¹⁾

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 декабря 2004 г.

Показано, что за счет “расплывания” двухфотонного волнового пакета (бифотона) в среде с дисперсией можно приготовить белловские двухфотонные состояния без компенсации групповых задержек между фотонами ортогональной поляризации и использования узкополосных фильтров, но с селекцией временной корреляционной функции. Это обусловлено тем, что из-за “расплывания” временной корреляционной функции интенсивности в ее форме проявляются эффекты двухфотонной интерференции.

PACS: 03.67.–a, 42.50.Dv

В задачах современной квантовой оптики важное место занимает передача квантовых состояний света на расстояние, обычно осуществляемая с помощью оптических волокон. При этом возникают некоторые интересные эффекты – так, в работах [1, 2] было показано, что при пропускании двухфотонного света через среду с дисперсией групповой скорости (ДГС) корреляционная функция (КФ) второго порядка по интенсивности “расплывается”, подобно короткому импульсу, и в дальней зоне приобретает форму спектра. В этой работе будет показано, что эффект “расплывания” позволяет обнаружить эффекты двухфотонной интерференции по модуляции временной корреляционной функции и может быть использован для решения одной из основных задач квантовой оптики – приготовления состояний Белла.

Белловские состояния [3] – это максимально перепутанные (maximally entangled) состояния пары фотонов, характеризующихся какими-либо двумя параметрами – например, номером пространственной моды и поляризацией (поляризационно-пространственные белловские состояния). Наиболее простой способ их приготовления – с помощью спонтанного параметрического рассеяния (СПР) при неколлинеарном частотно-вырожденном синхронизме типа II – описан в работе [4]. При этом в две различные пространственные моды одновременно излучается по фотону, каждый из которых неполяризован, то есть с равной вероятностью поляризован либо горизонтально, либо вертикально, однако между поляризациями фотонов в паре существует корреляция. Принципиальный момент такого способа приготовления – необходимость компенсации

групповой задержки, которая возникает между двумя фотонами одной пары за счет двупреломления в нелинейном кристалле. Если групповая задержка не скомпенсирована, то по порядку прихода фотонов на детекторы можно, в принципе, различить, в какой из двух пространственных мод находится вертикально поляризованный фотон, а в какой – горизонтально поляризованный. Такая различимость в принципе, по Фейнману, служит критерием отсутствия интерференции, в данном случае двухфотонной интерференции – необходимое свойство белловских состояний, то соответствующее состояние не будет белловским.

Вместо компенсации групповой задержки иногда идут по другому пути – перед детекторами помещают узкополосные фильтры, что приводит к появлению двухфотонной интерференции. Этот факт обычно трактуется так: волновые пакеты, соответствующие отдельным фотонам, удлиняются во времени, и задержка между фотонами разных поляризаций становится недостаточной для определения того, какова поляризация фотона в каждой из двух пространственных мод. Фильтрация особенно важна при генерации фотонных пар в режиме коротких (фемтосекундных) импульсов, когда метод “компенсации” вообще не годится [5]. В ряде работ по приготовлению белловских состояний в фемтосекундном режиме применяют интерференционные методы, основанные на использовании двух нелинейных кристаллов [6, 7] или одного кристалла, помещенного в интерферометры различной конфигурации [8], но все они достаточно сложны, поэтому на практике обычно используют фильтрацию.

Покажем, что эффект “расплывания” КФ бифотона в среде с ДГС позволяет обнаружить двухфо-

¹⁾e-mail: masha@qopt.phys.msu.ru

тонкую интерференцию, не используя ни узкополосные фильтры, ни поляризационную компенсацию, но вместо этого наблюдая “тонкую структуру”, возникающую в корреляционной функции второго порядка. Идея такого способа приготовления белловских состояний состоит в том, чтобы вместо “растягивания” волновых пакетов узкополосными фильтрами заставить их “расплываться” в оптическом волокне. Можно привести простую аналогию: если нужно, чтобы перекрылись два разделенных во времени коротких импульса, их можно пропустить через волокно и тем самым растянуть во времени.

Волновая функция бифотона на выходе из нелинейного кристалла при неколлинеарном вырожденном по частоте СПР типа II имеет вид [2]

$$|\Psi\rangle = |\text{vac}\rangle + \int d\Omega F(\Omega) \{ a_{H1}^\dagger(\omega_0 + \Omega) a_{V2}^\dagger(\omega_0 - \Omega) e^{i\Omega\tau_0} + a_{V1}^\dagger(\omega_0 + \Omega) a_{H2}^\dagger(\omega_0 - \Omega) e^{-i\Omega\tau_0} \} |\text{vac}\rangle, \quad (1)$$

где $F(\Omega)$ – спектральная амплитуда бифотона, Ω – частотная отстройка, $a_{\sigma i}^\dagger$ – операторы рождения фотонов в вертикальной или горизонтальной (в лабораторной системе координат) поляризационных модах, нумеруемых индексом $\sigma = H, V$, и двух пространственных модах, нумеруемых индексом $i = 1, 2$; $\omega_0 \equiv \omega_p/2$, ω_p – частота накачки. Фазовые множители $e^{\pm i\Omega\tau_0}$ при двух слагаемых в (1) появляются из-за различия групповых скоростей для волн двух поляризаций в кристалле, причем $\tau_0 \equiv DL/2$, где L – длина кристалла, а $D \equiv 1/u_V - 1/u_H$ – разность обратных групповых скоростей. Состояние (1) напоминает белловское состояние Ψ^+ , но, строго говоря, не является таковым, если задержка τ_0 не скомпенсирована. Так, например, при нескомпенсированной задержке τ_0 для состояния (1) не будет наблюдаться двухфотонная интерференция, к рассмотрению которой мы и переходим.

В эксперименте по наблюдению интерференции белловских состояний (см., например, [4]) излучение в каждой из двух пространственных мод регистрируется фотодетектором (рис.1), а перед фотодетекторами устанавливаются поляризационные призмы (анализаторы). Фотоотсчеты с детекторов направляются на вход схемы совпадений. Интерференция белловских состояний (двухфотонная интерференция) проявляется в том, что скорость счета совпадений осциллирует с видностью, близкой к 100%, в зависимости от ориентации поляризационных призм (поляризационная интерференция) или в зависимости от фазовой задержки, вносимой в пространственные моды (пространственно-временная интерференция). (За-

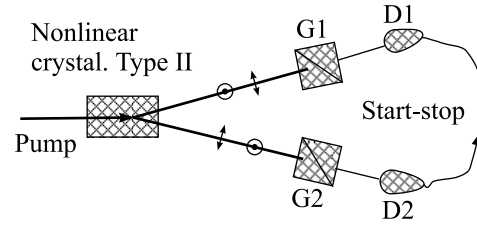


Рис.1. Схема эксперимента по наблюдению двухфотонной интерференции. Нелинейный кристалл типа II – источник бифотонов в неполяризованном состоянии. $G1$, $G2$ – поляризационные призмы Глана, установленные в сигнальном и холостом плечах. В эксперименте регистрируются зависимость совпадений фотоотчетов двух детекторов $D1$, $D2$ от ориентации поляризатора в одном из плеч. Форма корреляционной функции регистрируется схемой “старт-стоп”

метим, что интенсивности света, падающего на детекторы, а следовательно, и скорости одиночных фотоотчетов, для всех белловских состояний не зависят ни от фазовой задержки, ни от ориентаций поляризационных призм.) Например, для белловского состояния Ψ^+ и поляризационных призм, ориентированных под углами $\pm 45^\circ$ к вертикали, должен наблюдаться минимум скорости счета совпадений. Рассмотрим именно такую конфигурацию эксперимента. Тогда, подставляя в (1) стандартное $SU(2)$ преобразование для операторов рождения на выходе поляризационных призм,

$$a_1^\dagger(\omega) = \frac{a_{H1}^\dagger(\omega) + a_{V1}^\dagger(\omega)}{\sqrt{2}}, \quad a_2^\dagger(\omega) = \frac{a_{H2}^\dagger(\omega) - a_{V2}^\dagger(\omega)}{\sqrt{2}},$$

найдем состояние поля после призм $|\Psi\rangle$ (не выписываемое здесь из-за его громоздкости), а затем количество совпадений по формуле (см., например, [1])

$$R_c \sim \int dt \int d\tau |\langle \Phi(t, \tau) \rangle|^2, \quad (2)$$

где $|\Phi(t, \tau)\rangle \equiv E_1^{(+)}(t)E_2^{(+)}(t + \tau)|\Psi\rangle$, $E_{1,2}^{(+)}(t)$ – положительно-частотные операторы поля на фотодетекторах. Интегрирование по t производится в пределах интервала времени, в течение которого проводится измерение (ведется счет совпадений), а по τ – в пределах разрешения схемы совпадений. В стационарном случае $|\Phi(t, \tau)\rangle$ не зависит от t и интегрирование по t сводится к умножению скорости счета совпадений на время измерения. Для вычисления числа совпадений (2) операторы поля следует выписать в виде спектрального разложения через операторы уничтожения (см., например, [9]). С учетом явного вида вектора состояния $|\Psi\rangle$ и коммутационных соотноше-

ний для операторов рождения и уничтожения, получим

$$|\Phi(t, \tau)\rangle = \int d\Omega F(\Omega) e^{-i\Omega\tau} \sin(\Omega\tau_0) |\text{vac}\rangle. \quad (3)$$

По теореме о свертке выражение (3) можно переписать как

$$|\Phi(\tau)\rangle = \int dx F(x) \chi(\tau - x) |\text{vac}\rangle. \quad (4)$$

где

$$\chi(\tau) = \pi \{ \delta(\tau - \tau_0) - \delta(\tau + \tau_0) \}, \quad (5)$$

а функция $F(\tau)$ есть фурье-образ функции $F(\Omega)$, то есть амплитуда корреляционной функции второго порядка бифотона²⁾.

Подставляя (5) в (4), получим, что скорость счета совпадений принимает вид

$$R_c \sim \int d\tau |F(\tau - \tau_0) - F(\tau + \tau_0)|^2. \quad (6)$$

Заметим, что при нескомпенсированной задержке τ_0 интерференция наблюдаться не будет: в этом случае $F(\tau)$ имеет вид прямоугольника с шириной τ_0 [10], и две амплитуды, входящие в (6), не перекрываются.

Пусть теперь в одной из пространственных мод после кристалла (например, в моде 1) находится оптическое волокно длиной z . Как показано в [2], амплитуда КФ при достаточно большой длине волокна³⁾ приобретает вид

$$\tilde{F}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi i k'' z}} e^{i(\tau - k'z)^2 / 2k''z} F(\Omega) \Big|_{\Omega = \frac{\tau - k'z}{k''z}}, \quad (7)$$

где k', k'' – соответственно первая и вторая производные закона дисперсии световода $k(\omega)$ на частоте ω_0 . Эти величины здесь предполагаются не зависящими от поляризации, что справедливо при использовании обычного (не двупреломляющего) волокна. Учитывая, что спектральная амплитуда бифотона в случае СПР с синхронизмом типа II имеет вид [10] $F(\Omega) = \text{sinc}(\tau_0\Omega)$, с учетом действия волокна получим

$$R_c \sim \int d\theta |f(\theta - \tau_0) - f(\theta + \tau_0)|^2, \quad (8)$$

где $f(\theta) \equiv e^{i\theta^2/2\tau_0\tau_f} \text{sinc}(\theta/\tau_f)$ и введены параметры $\theta \equiv \tau - k'z$ (смещенное время) и $\tau_f \equiv k''z/\tau_0$ (характерная ширина КФ после волокна). При большой длине волокна $\tau_f \gg \tau_0$ и амплитуды в (8) перекрываются. Однако этого еще недостаточно для интерференции, как в приведенном выше примере с импульсами

недостаточно, чтобы импульсы просто перекрылись после волокна – из-за быстрой осцилляции фазовых множителей при амплитудах интерференция “замывается”. Чтобы ее сохранить, нужно интегрировать лишь в достаточно узких пределах по θ .

С учетом соотношения $\tau_f \gg \tau_0$ (8) можно переписать как

$$R_c(45^\circ, -45^\circ) \sim \int d\theta \frac{\sin^4(\theta/\tau_f)}{(\theta/\tau_f)^2}. \quad (9)$$

При положениях поляризационных призм $+45^\circ, +45^\circ$ в соотношениях (6), (8) знак минус изменится на плюс, и вместо (9) получим

$$R_c(45^\circ, 45^\circ) \sim \int d\theta \frac{\sin^2(\theta/\tau_f) \cos^2(\theta/\tau_f)}{(\theta/\tau_f)^2}. \quad (10)$$

Если регистрация совпадений фотоотчетов проводится по методу “старт-стоп” [1], то в эксперименте можно наблюдать “растянутую” во времени КФ второго порядка (подынтегральное выражение из (9) или (10), в зависимости от положений поляризационных призм (рис.2)). Разумеется, наблюдаемое распределение окажется “замазанным” из-за конеч-

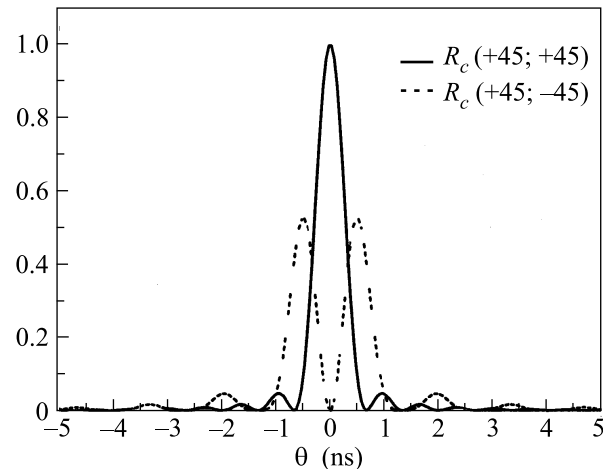


Рис.2. Теоретическая зависимость подынтегральных выражений функций $R_c(+45; +45)$ (сплошная линия) и $R_c(+45; -45)$ (прерывистая линия) от относительного времени задержки θ . Параметры расчета соответствуют следующим значениям: длина волокна $z = 500$ м, длина кристалла $L = 0.05$ см, постоянная $k_2 = 3.2 \cdot 10^{-28} \text{ c}^2/\text{см}$

ного временного разрешения фотодетекторов (обычно около 1 нс), но при достаточно большой длине волокна “модуляция” КФ все равно проявится. На рис.3 показано распределение, которое можно ожидать в схеме “старт-стоп” при следующих параметрах эксперимента: длина волокна $z = 500$ м, дисперсия групповой скорости в волокне $k'' = 3.2 \cdot 10^{-28} \text{ c}^2/\text{см}$, толщина

²⁾Как это часто делается, здесь сама функция и ее фурье-образ обозначены одной буквой.

³⁾Характерная длина волокна, начиная с которой справедливо выражение (7), составляет для типичных параметров $\tau_0 = 1$ пс, $k'' = 10^{-28} \text{ c}^2/\text{см}$ около метра.

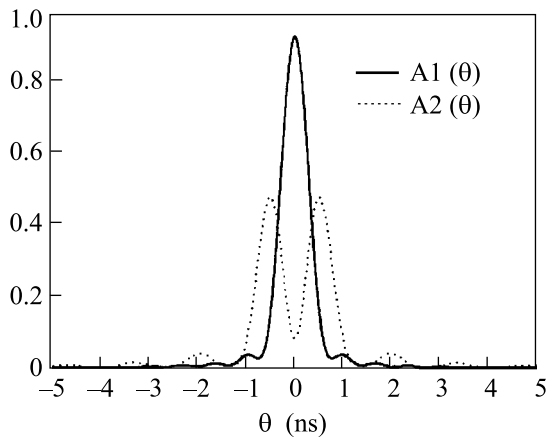


Рис.3. Результат численного расчета свертки функций $R_c(+45; +45)$ (сплошная линия) и $R_c(+45; -45)$ (пунктир) с аппаратной функцией системы регистрации в зависимости от относительного времени задержки. Аппаратная функция имеет вид гауссовой кривой с шириной на полувывоте $\sigma = 0.13$, что соответствует разрешению системы, равному 0.9 нс. При этом видимость интерференции совпадений при временной селекции канала, соответствующего нулевой задержке, составляет $V = 84\%$

кристалла $L = 0.5$ мм, разность обратных групповых скоростей в кристалле $D = 1.5$ пс/см, временное разрешение системы “старт-стоп” (определяемое разбросом временного отклика детекторов) – 0.9 нс. Тем самым, для наблюдения двухфотонной интерференции наряду с вращением поляризационных призм или сканированием фазовых задержек появляется третья возможность: исследование временной корреляционной функции интенсивности.

Если же регистрация интерференции проводится с помощью схемы совпадений, то число совпадений будет определяться соотношениями (9) и (10), в зависимости от положений призм, с интегрированием в пределах, определяемых разрешением схемы совпадений T_c . Соответственно, видимость интерференции составит

$$V = \frac{\int_{-T_c/2}^{T_c/2} d\theta \frac{\sin^2(\theta/\tau_f) \cos(2\theta/\tau_f)}{(\theta/\tau_f)^2}}{\int_{-T_c/2}^{T_c/2} d\theta \frac{\sin^2(\theta/\tau_f)}{(\theta/\tau_f)^2}}. \quad (11)$$

Так, при использовании схемы совпадений с “окном” $T_c = 0.9$ нс и перечисленных выше параметрах экс-

перимента видность, в соответствии с (11), оказывается достаточно велика: $V = 84\%$.

Таким образом, использование оптического волокна вместе с временной селекцией корреляционной функции интенсивности позволяет наблюдать интерференцию поляризационных белловских состояний, не используя ни поляризационной компенсации, ни узкополосных фильтров. Это обстоятельство открывает лишь еще одну возможность в ряду разнообразных методов приготовления белловских состояний; значительно более интересен, однако, сам факт проявления двухфотонной интерференции в корреляционной функции второго порядка.

Авторы благодарны С. П. Кулику и М. Дженевезе за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 02-02-16664 и # 03-02-16444), INTAS # 2122-01, программы поддержки научных школ (проект # 166.2003.02) и федеральной целевой научно-технической программы “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники” (тема № 15 раздела “Фундаментальные исследования в области физических наук” блока “Ориентированные фундаментальные исследования”). Один из авторов (Л.К.) также благодарен поддержке INTAS (грант # 03-55-1971).

1. A. Valencia, M. V. Chekhova, A. S. Trifonov, and Y. H. Shih, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 18601 (2002).
2. М. В. Чехова, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 271 (2002).
3. S. L. Braunstein, A. Mann, and M. Revzen, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3259 (1992); S. L. Braunstein and A. Mann, *Phys. Rev.* **A51**, R1727 (1995).
4. P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4337 (1995).
5. G. Di Giuseppe, L. Haiberger, F. De Martini et al., *Phys. Rev.* **A56**, 1534 (1997); W. P. Grice and I. A. Walmsley, *Phys. Rev.* **A56**, 1627 (1997).
6. P. G. Kwiat, E. Waks, A. White et al., *Phys. Rev.* **A60**, R773 (1999).
7. Y. H. Kim, M. V. Chekhova, S. P. Kulik et al., *Phys. Rev.* **A63**, 052301 (2001).
8. D. Branning, W. P. Grice, R. Erdmann, and I. A. Walmsley, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 955 (1999); Y. H. Kim, M. V. Chekhova, W. P. Grice et al., *Phys. Rev.* **A67**, 010301 (2003).
9. Д. Н. Клышко, *Фотоны и нелинейная оптика*, М.: Наука, 1980.
10. M. H. Rubin, D. N. Klyshko, Y. H. Shih, and A. V. Sergienko, *Phys. Rev.* **A50**, 5122 (1994).