

Классический предел видности трехфотонной интерференции

И. Н. Агафонов, Т. Ш. Исхаков, А. Н. Пенин, М. В. Чехова¹⁾

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

Поступила в редакцию 15 марта 2007 г.

Теоретически и экспериментально показано, что интерференция интенсивностей третьего порядка, исследуемая во многих работах последнего десятилетия и обычно связываемая с трехфотонным перепутыванием, может наблюдаться и для классического света, причем с высокой (до 81.8%) видностью. Расчеты показывают, что для интерференции четвертого порядка по интенсивности классические источники обеспечивают еще большую видность интерференционной картины – до 94.4%. Таким образом, значительная видность интерференционной картины третьего и более высоких порядков не может считаться признаком неклассического характера эффекта.

PACS: 42.25.Hz, 42.50.Ar, 42.50.Dv

Еще со времени эксперимента Хэнбери Брауна – Твисса [1] в квантовой оптике известно явление интерференции интенсивностей второго порядка. А именно, корреляционная функция интенсивностей в двух разделенных в пространстве или времени точках может зависеть от некоторых фазовых набегов при независимости от соответствующих фазовых набегов самих интенсивностей. Хотя впервые интерференция интенсивностей наблюдалась для классических источников (в частности, для звезд [2]), особый интерес этот эффект вызвал применительно к неклассическому свету. В многочисленных экспериментах (см., например, [3]) наблюдалась интерференция интенсивностей для двухфотонного света: число совпадений фотоотсчетов двух детекторов осциллировало с видностью [4], близкой к 100%, при постоянстве чисел самих фотоотсчетов. Именно высокая видность интерференции интенсивностей второго порядка – отличительная черта двухфотонного света по сравнению с излучением классических источников, так как для классических источников максимальная видность такой интерференции составляет лишь 50% [5]. Это значение видности реализуется для когерентного света; другие классические источники обеспечивают меньшую видность интерференционной картины. Интерференция интенсивностей для классических источников была продемонстрирована в экспериментах как с когерентным [6, 7], так и с квазитепловым излучением [8–11].

В последние годы появилось много работ, направленных на приготовление многофотонных перепутанных состояний света – трех- [12], четырех- [13], и

даже пятифотонных [14]. В качестве источника многофотонных состояний в основном используется параметрическое рассеяние света. Эксперименты сводятся к наблюдению интерференции интенсивностей третьего или более высоких порядков. Высокая видность интерференционной картины высших порядков считается проявлением неклассического эффекта – многофотонного перепутывания.

При этом до последнего времени оставался открытым вопрос: каков предел видности интерференции высших порядков для классических источников? Данная работа посвящена теоретическому расчету этого предела для интерференции интенсивностей третьего порядка от двух независимых источников, а также эксперименту по наблюдению такой интерференции для когерентного излучения.

Рассмотрим эксперимент по наблюдению интерференции третьего порядка в схеме Юнга (рис.1) [15]. Излучение двух пространственно разделенных классических источников A, B регистрируется в дальней зоне тремя детекторами, D_1, D_2, D_3 , расположенными в точках 1, 2, 3. В реальном эксперименте пучки света, падающие на детекторы, можно разделить с помощью светоделительных пластин. Существенно, что источники независимы, то есть, в общем случае, их амплитуды и фазы независимо флуктуируют. (В случае когерентных источников флуктуации амплитуд отсутствуют, однако флуктуации фаз остаются.) Из-за независимых флуктуаций фаз обычная интерференционная картина (первого порядка по интенсивности) “стирается”, и при перемещении каждого из детекторов интенсивность света на его входе остается неизменной. Меняются, тем не менее, моменты интенсивности, регистрируемые двумя или тремя детекторами.

¹⁾e-mail: masha@qopt.phys.msu.ru

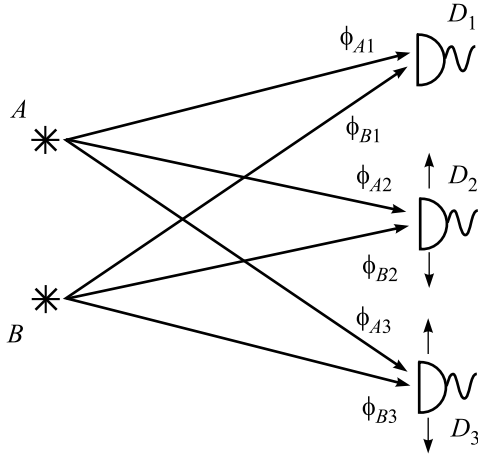


Рис.1. Наблюдение интерференции интенсивности третьего порядка в схеме Юнга. Излучение двух источников A, B регистрируется в дальней зоне тремя фотодетекторами D_1, D_2, D_3 , и измеряется количество тройных совпадений фотоотсчетов в зависимости от смещения одного или двух фотодетекторов

Действительно, если классические поля в точках A, B имеют вид $E_{A,B} = E_{0,A,B} e^{i\omega t + i\varphi_{A,B}(t)}$ где $E_{0,A,B}$ – медленно меняющиеся амплитуды, а $\varphi_{A,B}(t)$ – флуктуации фаз, то мгновенные значения интенсивностей, регистрируемых детекторами, равны

$$I_n = I_A + I_B + E_{0A} E_{0B}^* e^{i(\phi_n + \varphi_A(t) - \varphi_B(t))} + \text{c.c.}, \quad (1)$$

$$n = 1, 2, 3,$$

где ϕ_n определяет фазу интерференционной картины, которая наблюдалась бы в точке n в отсутствие случайных фазовых флуктуаций $\varphi_{A,B}(t)$, а $I_{A,B}$ – интенсивности в точках A и B . Фазы $\phi_n \equiv \phi_{An} - \phi_{Bn}$ зависят лишь от геометрии эксперимента (см. рис.1), а именно, от расстояния между источниками и положением точки n .

Усредняя по времени произведение двух или трех мгновенных интенсивностей (1), получим классические корреляционные функции (КФ) Глаубера второго или третьего порядков, соответственно:

$$G_{12}^{(2)} = \langle I_A^2 \rangle + \langle I_B^2 \rangle + 2\langle I_A \rangle \langle I_B \rangle (1 + \cos \phi_{12}),$$

$$G_{123}^{(3)} = \langle I_A^3 \rangle + \langle I_B^3 \rangle + [\langle I_A^2 \rangle \langle I_B \rangle \langle I_A \rangle + \langle I_A \rangle \langle I_B^2 \rangle \langle I_B \rangle] \times$$

$$\times [3 + 2(\cos \phi_{12} + \cos \phi_{23} + \cos \phi_{13})], \quad (2)$$

$$\phi_{nm} \equiv \phi_n - \phi_m, \quad n, m = 1, 2, 3.$$

Если средние интенсивности двух источников совпадают и статистика источников одинакова, то для нормированных КФ второго и третьего порядков

$$g_{12}^{(2)} \equiv \frac{G_{12}^{(2)}}{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle}, \quad g_{123}^{(3)} \equiv \frac{G_{123}^{(3)}}{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle \langle I_3 \rangle}$$

получим

$$g_{12}^{(2)} = \frac{g^{(2)} + 1}{2} + \frac{1}{2} \cos \phi_{12}, \quad (3)$$

$$g_{123}^{(3)} = \frac{1}{4} g^{(3)} + \frac{3}{4} g^{(2)} + \frac{g^{(2)}}{2} [\cos \phi_{12} + \cos \phi_{23} + \cos \phi_{13}], \quad (4)$$

где $g^{(2)}, g^{(3)}$ – нормированные автокорреляционные функции интенсивности второго и третьего порядков для обоих источников. Формула (3) описывает известный [5] эффект интерференции Брауна-Твисса: для когерентных полей на входе ($g^{(2)} = 1$) величина нормированной КФ осциллирует с видимостью 50%, а для тепловых полей ($g^{(2)} = 2$) – с видимостью 33%.

Соотношение (4) определяет интерференционную картину третьего порядка по интенсивности. Как и для интерференции второго порядка, видимость зависит от статистики излучения и максимальна для когерентной статистики, когда $g^{(3)} = g^{(2)} = 1$:

$$g_{\text{coh}}^{(3)} = 1 + \frac{1}{2} [\cos \phi_{12} + \cos \phi_{23} + \cos (\phi_{12} + \phi_{23})] \quad (5)$$

(мы учли, что $\phi_{13} = \phi_{12} + \phi_{23}$). Максимум выражения в квадратных скобках реализуется при $\phi_{12} = \phi_{23} = 0$, минимум – при $\phi_{12} = -\phi_{23} = 2\pi/3$. Соответствующие значения нормированной КФ равны $g_{123 \text{ max}}^{(3)} = 2.5$, $g_{123 \text{ min}}^{(3)} = 0.25$, и видимость интерференции третьего порядка составляет $V = 81.8\%$. В случае тепловой статистики излучения на входе $g_{123 \text{ max}}^{(3)} = 6$, $g_{123 \text{ min}}^{(3)} = 1.5$, $V = 60\%$.

Таким образом, видимость интерференции третьего порядка для двух классических источников достигает максимального значения в случае когерентных источников, и это значение составляет 81.8%.

Для интерференции четвертого порядка значение видности, достигаемой с классическими источниками, оказывается еще более высоким. Действительно, при регистрации четвертого момента интенсивности (с помощью четырех фотодетекторов) интерференционная картина будет иметь вид

$$g_{1234}^{(4)} = \frac{1}{8} g^{(4)} + \frac{1}{2} g^{(3)} + \frac{3}{8} [g^{(2)}]^2 +$$

$$+ \frac{g^{(3)} + [g^{(2)}]^2}{4} [\cos \phi_{12} + \cos \phi_{13} + \cos \phi_{14} +$$

$$+ \cos (\phi_{12} - \phi_{13}) + \cos (\phi_{12} - \phi_{14}) + \cos (\phi_{13} - \phi_{14})] +$$

$$+ \frac{1}{8} [g^{(2)}]^2 [\cos (\phi_{12} + \phi_{13} - \phi_{14}) +$$

$$+ \cos (\phi_{12} + \phi_{14} - \phi_{13}) + \cos (\phi_{13} + \phi_{14} - \phi_{12})]. \quad (6)$$

Как в случае когерентного, так и в случае теплового излучения на входе, минимум данного выражения реализуется при $\phi_{12} = -\phi_{13} = \pi/2$, $\phi_{14} = \pi$

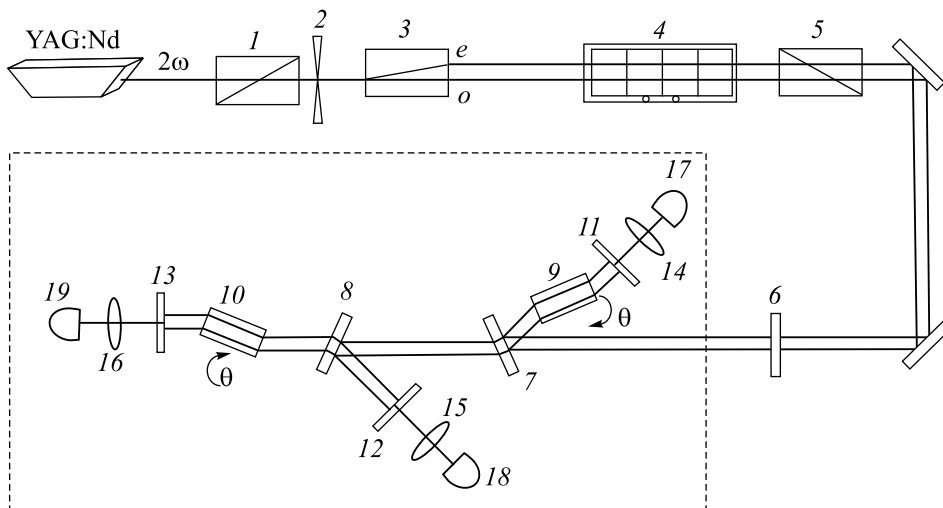


Рис.2. Экспериментальная установка для регистрации интерференции третьего порядка между двумя классическими источниками. 1 – поляризатор, 2 – щель, 3 – кристалл кальцита, 4 – ЭОМ, 5 – анализатор, 6 – поляризационный фильтр, 7, 8 – светоделители, 9, 10 – плоскопараллельные пластины, 11–13 – диафрагмы, 14–16 – линзы, 17–19 – фотодетекторы (лавинные фотодиоды)

и всевозможных перестановках этой комбинации. При этом для когерентного поля $g_{1234 \max}^{(4)} = 4.375$, $g_{1234 \min}^{(4)} = 0.125$, $V = 94.44 \dots \%$, а для теплового поля $g_{1234 \max}^{(4)} = 4.8$, $g_{1234 \min}^{(4)} = 0.6$, $V = 77.77 \dots \%$.

В эксперименте (рис.2) в качестве когерентного источника было выбрано сильно ослабленное излучение второй гармоники YAG:Nd-лазера (длина волны 532 нм, частота повторения импульсов 3 кГц, длительность импульса 5 нс), а интерференция регистрировалась в схеме Юнга. Вместо двух щелей использовалась одна щель шириной 150 мкм в сочетании с анизотропным кристаллом кальцита, создававшим смещенный пучок необыкновенно поляризованного света и несмещенный – обыкновенно поляризованного света. Кристалл был вырезан так, что оптическая ось составляла угол 45° с направлением пучка света, а плоскость оптической оси (плоскость, содержащая пучок света и оптическую ось) находилась под углом 45° к плоскости поляризации падающего излучения, задававшейся с помощью призмы Глана (поляризатора). Вторая призма Глана (анализатор), находившаяся после кристалла кальцита, была ориентирована ортогонально первой. Таким образом, два пучка – “обыкновенный” и “необыкновенный” – вносили одинаковые вклады в поле в дальней зоне. Переменная фаза $\varphi_A(t) - \varphi_B(t)$ между двумя источниками, необходимая для “стирания” интерференционной картины, вносилась с помощью электрооптического модулятора (ЭОМ), установленного между кристаллом кальцита и анализатором. Ось ЭОМ лежала в плоскости оптической оси кристалла. При подаче

на ЭОМ переменного напряжения, по амплитуде соответствовавшего четвертьволновому, между обыкновенной и необыкновенной волнами возникала разность фаз, менявшаяся гармонически от $-\pi/2$ до $\pi/2$.

Уменьшать интенсивность света на выходе этой “приготовительной” части установки можно было с помощью поляризационного фильтра.

Измерительная часть установки представляла собой трехплечевой интерферометр Брауна-Твисса, в котором интенсивности в трех пространственно разделенных точках регистрировались тремя лавинными фотодиодами, работающими в режиме счета фотонов. Фотоотсчеты лавинных фотодиодов поступали на стробируемые дискриминаторы-формирователи, а затем на счетчики и схему тройных совпадений фотоотсчетов с временным “окном” 4.2 нс. Перед каждым фотодиодом устанавливалась диафрагма диаметром 150 мкм, определявшая пространственное разрешение установки, а после диафрагмы – линза с фокусным расстоянием 35 мм, собиравшая излучение на светочувствительный участок фотодиода размером 200 мкм. Для сканирования интерференционной картины использовались две плоскопараллельные стеклянные пластины длиной 50 мм и 65 мм, соответственно, установленные перед детекторами D_1 и D_3 . Поворот пластин при неподвижном детекторе D_2 приводил к изменению фаз ϕ_{12} и ϕ_{23} .

Нормированная КФ третьего порядка вычислялась по измеренным числам совпадений и единичных фотоотсчетов за время импульса [16, 17] в зависимости от фаз ϕ_{12} и ϕ_{23} .

Максимальная видность интерференционной картины, как следует из формулы (5), достигается при одновременном изменении фаз ϕ_{12} и ϕ_{23} в противоположные стороны, то есть при повороте пластин перед детекторами D_1 и D_3 в противоположных направлениях. Результаты измерения КФ третьего порядка в этом случае приведены на рис.3, вместе с зависимостью от фазы ϕ_{12} нормированного числа единич-

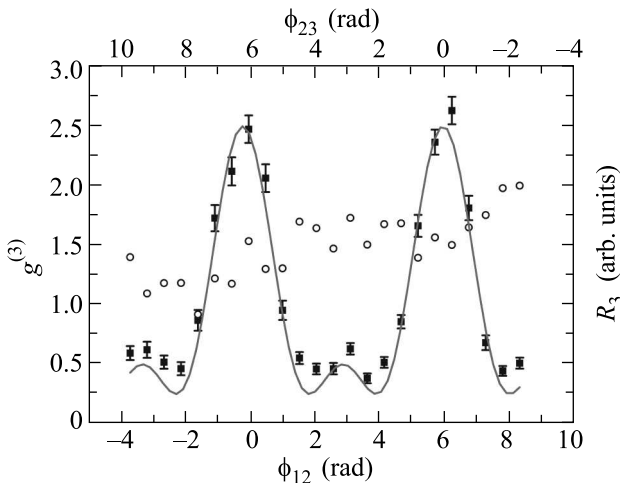


Рис.3. Интерференционная картина в третьем порядке по интенсивности, полученная одновременным сканированием детекторов D_1 и D_3 навстречу друг другу (квадраты), и поведение нормированного числа единичных фотоотсчетов K_1 детектора D_1 при таком сканировании (кружки). Сплошная кривая построена по формуле (5)

ных отсчетов для одного из сканируемых детекторов. Теоретическая зависимость построена по формуле (5). Полученная интерференционная картина в третьем порядке по интенсивности соответствует видности 74%. Отличие этого значения от теоретического вызвано различными несовершенствами экспериментальной установки, в первую очередь – неточной установкой положения детектора D_2 , а кроме того – неидеальной юстировкой положения оптических осей кристалла кальцита, призм Глана и ЭОМ.

При этом число единичных фотоотсчетов каждого из детекторов не проявляло заметной зависимости от фаз ϕ_{12} и ϕ_{23} ; наблюдающаяся на рис.3 модуляция интенсивности связана со “спекловой структурой” когерентного излучения, а также с огибающей юнговской интерференционной картины. Кроме того, следует подчеркнуть, что интерференционная картина приведена для нормированного третьего момента интенсивности, на котором не сказывается модуляция интенсивности, регистрируемой каждым из детекторов.

Из соотношения (5) следует, что при сканировании интерференционной картины только одним детектором (например, D_3) максимальная видность достигается в случае, когда значение разности фаз ϕ_{12} составляет $\pi/2$. При этом значение нормированной КФ третьего порядка должно меняться от $1 - \sqrt{2}/2$ до $1 + \sqrt{2}/2$, то есть с видностью $V = \sqrt{2}/2$ (70.5%). Близкая к этому значению видность интерференционной картины действительно наблюдалась при сканировании детектора D_3 (значение разности фаз $\phi_{12} = \pi/2$ было при этом установлено по интерференции второго порядка). Полученная зависимость нормированной КФ третьего порядка от фазы ϕ_{23} вместе с зависимостью от той же фазы числа фотоотсчетов сканируемого детектора показана на рис.4. Сплошная

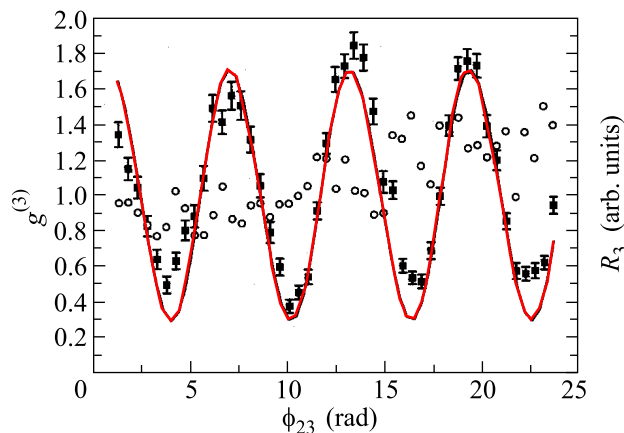


Рис.4. Интерференционная картина в третьем порядке по интенсивности, полученная сканированием детектора D_3 (квадраты), и поведение при этом числа единичных фотоотсчетов данного детектора (кружки). Сплошная кривая – расчет по формуле (5)

кривая соответствует теоретической зависимости (5) при значении $\phi_{12} = \pi/2$.

Как почти все интерференционные эксперименты, данный эксперимент имеет поляризационный аналог. А именно, если источники A и B на рис.1 ортогонально поляризованы, то из-за независимых флуктуаций их фаз свет в дальней зоне будет неполяризован “в обычном смысле”, то есть в первом порядке по интенсивности. Известно [18], что при этом будет наблюдаться эффект “скрытой поляризации” – при регистрации поляризационных моментов интенсивности второго порядка проявляется структура с видностью до 50% в случае классических источников и 100% в случае двухфотонного света. Используя поляризационные аналоги соотношений (1)–(5), можно показать, что в третьем порядке по интенсивности “скрытая поляризация” будет наблюдаться с вид-

ностью 81.8% даже для классического (когерентного) источника. Например, если излучение источников A и B на рис.1 поляризовано соответственно право- и левоциркулярно, разности фаз между всеми парами детекторов равны нулю, а перед детекторами установлены линейные поляризационные фильтры, ориентированные под углами 0° , θ_2 , θ_3 , то значение нормированной КФ третьего порядка будет равно

$$g_{\text{coh}}^{(3)} = 1 + \frac{1}{2} [\cos(2\theta_2) + \cos(2\theta_3) + \cos(2\theta_2 + 2\theta_3)]. \quad (7)$$

Видно, что максимум КФ третьего порядка будет наблюдаться при ориентации поляризационных фильтров $\theta_2 = \theta_3 = 0^\circ$, а минимум – при $\theta_2 = = -\theta_3 = 60^\circ$, причем число тройных совпадений (соответствующее значению КФ третьего порядка) в максимуме будет в десять раз превышать это число в минимуме. Зависимость вида (7) была получена в эксперименте, для чего в экспериментальной установке, изображенной на рис.2, вместо анализатора была установлена четвертьволновая пластинка, ориентированная под углом 45° к плоскости оптической оси кристалла кальцита. Перед каждым детектором помещались линейные поляризационные фильтры-анализаторы, и скорость счета тройных совпадений измерялась в зависимости от ориентации анализаторов перед детекторами D_2 и D_3 , одновременно поворачиваемых навстречу друг другу. Анализатор перед детектором D_1 был при этом ориентирован вертикально (под углом 0°). Результаты (нормированная КФ третьего порядка, а также число единичных отсчетов детектора D_2) приведены на рис.5. Полученная в эксперименте видность поляризационной интерференции составляет 73%. Сплошной кривой показана теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (7). Штриховая кривая показывает ту же зависимость с учетом неточной установки разностей фаз детекторов, приводящей к уменьшению видности интерференции ($\phi_{12} = \phi_{32} = \pi/6$, $\phi_{23} = 0$).

Результаты поляризационного эксперимента с когерентным полем напоминают результаты эксперимента [19] по поляризационным преобразованиям “трехфотонных состояний”. Если интерпретировать тройные совпадения фотоотсчетов как зарегистрированные “тройки” фотонов, то можно было бы сделать следующий, физически неправильный, вывод: при определенных фазовых соотношениях тройка правоциркулярно поляризованных фотонов и тройка левоциркулярно поляризованных фотонов, интерферируя, “почти всегда” (с вероятностью 90%) будут превращаться в тройки вида $|H, H, H\rangle$ (горизонталь-

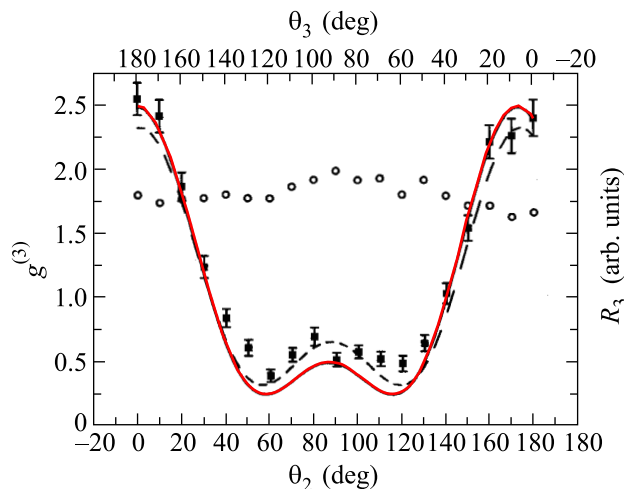


Рис.5. Эффект “скрытой поляризации” в третьем порядке по полю – зависимость числа совпадений тройных фотоотсчетов (квадраты) и числа единичных фотоотсчетов детектора D_2 (кружки) за 600 с от ориентации поляризационных фильтров, установленных перед детекторами D_2 , D_3 . Ориентация поляризационного фильтра перед детектором D_1 – 0° . Сплошная кривая – расчет по формуле (7). Штриховая кривая – расчет с учетом неточной установки фазы детектора D_2

но поляризованные фотоны) и “очень редко” (с вероятностью 10%) – в тройки вида $|H, +60^\circ, -60^\circ\rangle$ (один фотон поляризован горизонтально, два другие – симметрично под углами $\pm 60^\circ$ к горизонтали). В действительности, результаты представляют собой лишь классический аналог трехфотонных поляризационных преобразований. Тем не менее, они показывают, что при интерпретации результатов “трехфотонных” экспериментов надо с осторожностью относиться к полученным высоким значениям видности.

Таким образом, с ростом порядка интерференции интенсивностей предел видности, достигаемой для классических полей, значительно увеличивается. Уже для интерференции третьего порядка с классическими источниками можно наблюдать интерференцию с видностью до 81.8%, что превышает значения видности, полученные в имеющихся “трехфотонных” и большинстве “четырёхфотонных” экспериментов (см., например, [13, 19, 20]). Для “четырёхфотонных” экспериментов классический предел видности оказывается еще выше – для когерентного поля величина видности интерференции составляет 94.4%, что не достигается ни в одном из известных нам экспериментов. Поэтому сама по себе ярко выраженная интерференционная картина третьего и более высоких порядков по интенсивности не может считать-

ся проявлением неклассических свойств излучения, в частности, – многофотонного перепутывания.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 06-02-16393, # 05-02-16391 и # 06-02-39015-ГФЕН) и программы поддержки ведущих научных школ НШ-4586.2006. Авторы благодарны научной группе под руководством В.В.Фадеева за предоставленный на время измерений лазерный источник, а также Е.Д.Лопаевой за помощь в эксперименте.

1. R. Q. Twiss, A. G. Little, and R. Hanbury Brown, *Nature* **17**, 324 (1957).
2. R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, *Nature* **178**, 1046 (1956).
3. R. Ghosh and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1903 (1987); J. Brendel, E. Mohler, and W. Martienssen, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1142 (1991); T. E. Kiess, Y. H. Shih, A. V. Sergienko, and C. O. Alley, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3893 (1993); T. J. Herzog, J. G. Rarity, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 629 (1994).
4. Видность интерференции в оптике определяется как $V \equiv (R_{\max} - R_{\min}) / (R_{\max} + R_{\min})$, где R – измеряемая величина; в данной статье это нормированная корреляционная функция интенсивности второго или более высоких порядков. Обычно видность выражают в процентах.
5. Д. Н. Клышко, *УФН* **164**, 1187 (1994); L. Mandel, *Phys. Rev. A* **28**, 929 (1983).
6. R. I. Pfeegor and L. Mandel, *Phys. Rev.* **159**, 1084 (1967).
7. Z. Y. Ou, E. C. Gage, B. E. Magill, and L. Mandel, *Optics Commun.* **69**(1), 1 (1988).
8. A. B. Haner and N. R. Isenor, *American J. of Physics* **38**, 748 (1970).
9. F. Ferri, D. Magatti, A. Gatti et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 183602 (2005).
10. G. Scarcelli, A. Valencia, and Y. Shih, *Phys. Rev. A* **70**, 051802(R) (2004).
11. M. V. Chekhova, S. P. Kulik, A. N. Penin, and P. A. Prudkovsky, *Optics Commun.* **132**, 15 (1996).
12. Zh. Zhao, T. Yang, Y.-A. Chen et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 180401 (2003).
13. Ph. Walther, J.-W. Pan, M. Aspelmeyer et al., *Nature* **429**, 158 (2004).
14. Zh. Zhao, Y. A. Chen, A.-N. Zhang et al., *Nature* **430**, 54 (2004).
15. Для других двухлучевых интерферометров рассмотрение проводится аналогично.
16. И. Н. Агафонов, Т. Ш. Исхаков, М. В. Чехова, *Оптика и Спектроскопия*, принято к печати (2007).
17. О. А. Иванова, Т. Ш. Исхаков, А. Н. Пенин, М. В. Чехова, *Квантовая Электроника* **36**, 951 (2006).
18. D. N. Klyshko, *Phys. Lett. A* **163**, 349 (1992).
19. M. W. Mitchell, J. S. Lundeen, and A. M. Steinberg, *Nature* **429**, 161 (2004).
20. K. Tsujino, H. F. Hofmann, S. Takeuchi, and K. Sasaki, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 153602 (2004).