

Поляризационные свойства одномодовых бифотонов

Л.А.Кривицкий, С.П.Кулик, Г.А.Масленников, М.В.Чехова

Рассмотрены работы, выполненные в течение нескольких последних лет и посвященные исследованию поляризационных свойств коррелированных фотонных пар – бифотонов, излучаемых при спонтанном параметрическом рассеянии света в коллинеарном частотно-вырожденном режиме. Такие бифотоны представляют собой кутриты, т. е. квантовые системы, имеющие размерность три, и перспективны с точки зрения их использования в квантовой информации.

Ключевые слова: бифотоны, поляризационные характеристики, параметрическое рассеяние.

1. Введение

Бифотонный свет, т. е. свет, состоящий из коррелированных фотонных пар (бифотонов), представляет собой один из немногих видов неклассического света, надежно получаемых в лабораториях. Бифотонный свет обладает рядом уникальных свойств, как правило, необъяснимых в рамках классической оптики и нашедших применение в квантовой оптике, квантовой информатике и квантовой метрологии. Из-за использования перепутанных двухфотонных состояний в квантовой информации [1, 2] все большее значение приобретают поляризационные свойства бифотонного света. Однако большинство работ по изучению поляризационных свойств бифотонов относятся к случаю двух пространственных или частотных мод, для которого развит аппарат состояний Белла [3, 4]. Белловские состояния бифотонного поля использовались для «плотной кодировки» квантовой информации [5], в квантовой метрологии (для калибровки фотодетекторов) [6], в экспериментах по «обмену перепутыванием» [7] и квантовой телепортации [8], а также в криптографии [9]. Были развиты методы измерения (так называемая томография) таких состояний [10].

В то же время сравнительно мало исследованными оставались поляризационные состояния бифотонов, принадлежащих одной пространственно-частотной моде (назовем их одномодовыми бифотонами, хотя этот термин не совсем удачен, поскольку в рассмотрение всегда включены две поляризационные моды). Впервые поляризационное описание таких бифотонов было предложено Д.Н.Клышко в [11] и затем развито в [12]. Были проанализированы симметрия и трансформационные свойства таких состояний, оказавшиеся аналогичными симметрии и трансформационным свойствам кварков. Эти состояния называются кутритами [13], по аналогии с кубитами

[14] – квантовыми битами информации. Настоящий обзор объединяет цикл работ авторов, выполненных в 1998–2004 гг. и посвященных более детальному исследованию таких состояний, их экспериментальному приговлению за счет эффекта спонтанного параметрического рассеяния (СПР), преобразованию с помощью линейных поляризационных элементов и последующему измерению.

2. Поляризационное состояние бифотона и его различные представления

Рассмотрим состояние двухфотонного света, излучаемого при коллинеарном частотно-вырожденном СПР. Для простоты возьмем идеализированный случай, когда поле содержит лишь одну пространственно-спектральную моду. Произвольное поляризационное состояние такого поля имеет вид [12]

$$|\Psi\rangle = c_1|2, 0\rangle + c_2|1, 1\rangle + c_3|0, 2\rangle, \quad (1)$$

где символ $|n, m\rangle$ обозначает состояние с m фотонами в поляризационной моде H и n фотонами в ортогональной поляризационной моде V. Кроме того, в (1) опущена вакуумная компонента $|\text{vac}\rangle$, не представляющая интереса для рассматриваемых эффектов. Первое и третье слагаемые в (1) могут быть получены в эксперименте при СПР с синхронизмом типа I, а второе – при СПР с синхронизмом типа II. В силу нормировки ($|c_1|^2 + |c_2|^2 + |c_3|^2 = 1$) и несущественности общей фазы волновой функции состояние (1) может быть охарактеризовано четырьмя вещественными параметрами: $d_1, d_3, \varphi_2, \varphi_3$ ($c_i \equiv d_i \exp(i\varphi_i)$, $\sum d_i^2 = 1$ ($i = 1, 2, 3$), $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2, \varphi_3 \in [0, 2\pi]$) [12]. Заметим, что здесь и далее (кроме специально оговариваемых случаев) состояние бифотона предполагается чистым; смешанное состояние бифотона следует характеризовать большим набором параметров. Аналогично тому, как поляризационное состояние классического поляризованного света может быть обозначено точкой на сфере Пуанкаре (сфера S^2 в пространстве R^3) [15], состояние двухфотонного света (1) можно обозначить точкой на четырехмерной сфере (S^4) в пятимерном пространстве (R^5).

Л.А.Кривицкий, С.П.Кулик, Г.А.Масленников, М.В.Чехова. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: masha@qopt.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 30 сентября 2004 г., после доработки – 26 ноября 2004 г.

Соответственно вектор $e = (c_1, c_2, c_3)$ можно назвать вектором поляризации бифотона [12].

В работе [16] был предложен более наглядный способ геометрической интерпретации поляризационного состояния двухфотонного света. Можно показать, что вектор состояния (1) однозначно представим как

$$|\Psi\rangle = \frac{a^+(\vartheta, \varphi)a^+(\vartheta', \varphi')|\text{vac}\rangle}{\|a^+(\vartheta, \varphi)a^+(\vartheta', \varphi')|\text{vac}\rangle\|}. \quad (2)$$

Здесь $a^+(\vartheta, \varphi)$ и $a^+(\vartheta', \varphi')$ – операторы рождения фотонов в произвольных поляризационных модах: $a^+(\vartheta, \varphi) = a_{\text{H}}^+ \cos(\vartheta/2) + a_{\text{V}}^+ \exp(i\varphi) \sin(\vartheta/2)$; $a_{\text{H,V}}^+$ – операторы рождения фотонов в линейных поляризационных модах H, V; $\varphi, \varphi' \in [0, 2\pi]$ и $\vartheta, \vartheta' \in [0, \pi]$ – соответственно азимутальный и полярный углы на сфере Пуанкаре. Без нормировки норма вектора состояния (2) менялась бы от единицы (для случая, когда операторы $a^+(\vartheta, \varphi)$ и $a^+(\vartheta', \varphi')$ ортогональны) до двух (для случая, когда операторы $a^+(\vartheta, \varphi)$ и $a^+(\vartheta', \varphi')$ совпадают). В координатах $\vartheta, \vartheta', \varphi, \varphi'$ выражение для квадрата нормы может быть записано в виде

$$|\Psi|^2 = 1 + \cos^2 \frac{\vartheta - \vartheta'}{2} - \sin \vartheta \sin \vartheta' \sin^2 \frac{\varphi - \varphi'}{2}. \quad (3)$$

Преобразования от углов $\{\vartheta, \vartheta', \varphi, \varphi'\}$ к амплитудам $\{d_1, d_3, \varphi_2, \varphi_3\}$, а также обратные преобразования имеют достаточно громоздкий вид и приведены в [16].

Таким образом, произвольное состояние вырожденного бифотонного поля можно изобразить двумя точками на сфере Пуанкаре и задать четырьмя параметрами – $\vartheta, \vartheta', \varphi, \varphi'$. Например, состояние $|2, 0\rangle$ изображается «двойной» точкой на сфере, а состояние $|1, 1\rangle$ – двумя точками на противоположных концах одного диаметра (рис.1). При этом вектор Стокса для бифотонного света оказывается равным сумме векторов Стокса \mathcal{S} и \mathcal{S}' для состояний $a^+(\vartheta, \varphi)|\text{vac}\rangle$ и $a^+(\vartheta', \varphi')|\text{vac}\rangle$, нормированной на величину $|\Psi|^2$, а степень поляризации P определяется косинусом половины угла σ между векторами \mathcal{S} и \mathcal{S}' :

$$P = \frac{2 \cos(\sigma/2)}{1 + \cos^2(\sigma/2)}. \quad (4)$$

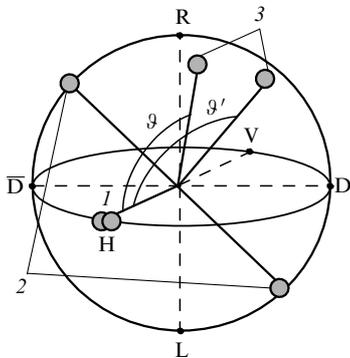


Рис.1. Представление состояния (2) произвольно поляризованного бифотона на сфере Пуанкаре в виде двух коррелированных произвольно поляризованных фотонов:

1 – состояние $|2, 0\rangle$, т.е. пара коррелированных фотонов, поляризованных линейно по оси H; 2 – состояние двух коррелированных ортогонально поляризованных фотонов; 3 – состояние бифотона с произвольной поляризацией.

Заметим, что (4) представляет собой обычную («однофотонную») степень поляризации, определяемую через параметры Стокса. Существуют специальные определения для «двухфотонной» степени поляризации [17–19], но они не будут здесь рассматриваться, поскольку, как можно показать, они связаны с чистотой состояния и для чистого состояния вида (1) всегда тождественно равны единице. Приведем несколько примеров бифотонных состояний.

1. При $d_2 = 0$ получим

$$\cos \frac{\vartheta}{2} = \left(\frac{d_1}{d_1 + d_3} \right)^{1/2}, \quad \varphi = \varphi_3, \quad \vartheta' = \vartheta, \quad \varphi' = \pi + \varphi.$$

Такие состояния будут изображаться на рис.1 парами точек, лежащих симметрично относительно оси HV.

2. При $d_1 = d_2 = d_3 = 1/\sqrt{3}$, $\varphi_2 = \varphi_3 = 0$ состояние будет изображаться на рис.1 парой точек, лежащих в плоскости осей DD, RL под углами $\pm 45^\circ$ к оси DD ($|\text{D}\rangle \equiv | + 45^\circ\rangle$, $|\overline{\text{D}}\rangle \equiv | - 45^\circ\rangle$). Степень поляризации $P = 2\sqrt{2}/3$.

3. При $d_1 = d_2 = d_3 = 1/\sqrt{3}$, $\varphi_2 = \pi/2$, $\varphi_3 = 0$ получим неполяризованное состояние (степень поляризации $P = 0$), которое должно изображаться на рис.1 парой точек, лежащих в плоскости осей HV, RL на противоположных концах одного диаметра, так что $\vartheta = \arccos[1/(2\sqrt{3})]$, $\vartheta' = \pi - \arccos[1/(2\sqrt{3})]$.

Задача экспериментального приготовления произвольного поляризационного состояния бифотонов имеет большое значение для передачи квантовой информации. Соответствующие эксперименты будут рассмотрены в разд.7.

3. Поляризационная томография одномодовых бифотонов

Для определения поляризационного состояния бифотонного поля (1) недостаточно стандартных поляризационных измерений, как, например, измерение параметров Стокса. Состояние (1) интересно именно с точки зрения четвертых моментов по полю. Как показано в [11], полная информация о четвертых моментах поляризованного света содержится в так называемой матрице когерентности четвертого порядка

$$K_4 = \begin{pmatrix} A & D & E \\ D^* & C & F \\ E^* & F^* & B \end{pmatrix},$$

элементы которой – нормально упорядоченные моменты четвертого порядка по полю вида

$$\begin{aligned} A &\equiv \langle a_{\text{H}}^{+2} a_{\text{V}}^2 \rangle, & B &\equiv \langle a_{\text{V}}^{+2} a_{\text{H}}^2 \rangle, & C &\equiv \langle a_{\text{H}}^+ a_{\text{V}}^+ a_{\text{H}} a_{\text{V}} \rangle, \\ D &\equiv \langle a_{\text{H}}^{+2} a_{\text{H}} a_{\text{V}} \rangle, & E &\equiv \langle a_{\text{H}}^{+2} a_{\text{V}}^2 \rangle, & F &\equiv \langle a_{\text{H}}^+ a_{\text{V}}^+ a_{\text{V}}^2 \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь A, B, C – вещественные, а D, E, F – комплексные числа. В общем случае смешанного состояния бифотонного поля необходимо знать все девять вещественных чисел, задающих эту матрицу (если известно полное число фотонов или полная энергия, то достаточно восьми чисел). Однако для чистого состояния (1) необходимо знать только три вещественных элемента – A, B, C и любые два из комплексных элементов D, E, F [11]. Например, если известны A, B, C, D и F , то параметры состояния (1) выражаются следующим образом:

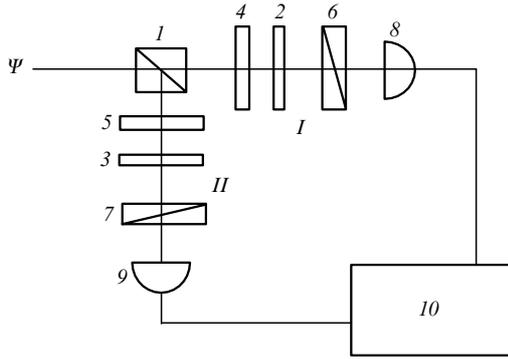


Рис.2. Схема установки для поляризационной томографии одномодового бифотонного света:

1 – светоделитель; 2, 3 – полуволновые пластинки; 4, 5 – четвертьволновые пластинки; 6, 7 – линейные поляризационные фильтры; 8, 9 – фотодетекторы; 10 – схема совпадений; I, II – каналы интерферометра.

$$d_1^2 = \frac{A}{A+B+2C}, \quad d_3^2 = \frac{B}{A+B+2C},$$

$$d_1 d_2 \exp(i\varphi_2) = \frac{\sqrt{2}D}{A+B+2C}, \quad (6)$$

$$d_3 d_2 \exp[i(\varphi_3 - \varphi_2)] = \frac{\sqrt{2}F}{A+B+2C}.$$

Случай смешанного состояния бифотонного поля можно представить себе как наличие классических флуктуаций у амплитуд c_i в (1). Для описания такого состояния следует использовать матрицу плотности, девять элементов которой однозначно связаны с элементами матрицы K_4 .

В работе [10] предлагается набор из 16 измерений, для того чтобы охарактеризовать двухмодовое бифотонное поле*. Отметим, что матрица, элементы которой измеряются в [10], при переходе к одномодовому описанию

*Для перехода от одномодового к двухмодовому описанию достаточно предположить, что сигнальный и холостой фотоны имеют либо разные частоты, либо разные углы рассеяния.

совпадает с матрицей K_4 из [11]. Следуя работе [10], можно предложить схему для измерения поляризационного состояния одномодового двухфотонного света [16] (рис.2). В этой схеме сначала пучок бифотонов разбивается на два с помощью неполяризационного светоделителя, а затем для двух выходных пучков проводятся измерения, аналогичные предложенным в [10]: в каждом из пучков устанавливается комбинация из полуволновой пластинки, четвертьволновой пластинки и линейного поляризационного фильтра, ориентированного вертикально. Затем измеряется скорость счета совпадений фотодетекторов двух детекторов, установленных после поляризационных фильтров, для некоторого набора положений пластинок. Скорость счета совпадений, измеряемая при различных положениях фазовых пластинок (табл.1), позволяет измерить полный набор параметров состояния бифотонного поля (1). В силу симметрии двух пучков (т.е. одномодовости двухфотонного света) для чистого состояния достаточно выполнить всего семь измерений вместо шестнадцати, предлагаемых в [10]*.

Покажем, как элементы матрицы K_4 выражаются через скорость счета совпадений, измеряемую в схеме, изображенной на рис.2.

Скорость счета совпадений определяется коррелятором $G \equiv \langle a_{V1}^+ a_{V2}^+ a_{V1}' a_{V2}' \rangle$, где a_{V1}^+, a_{V2}^+ – операторы рождения фотонов с вертикальной поляризацией в модах 1, 2 после преобразователей поляризации. Операторы рождения после преобразователей поляризации выражаются через операторы рождения до преобразователей a_{V1}^+, a_{V2}^+ следующим образом

$$\begin{pmatrix} a_{H1,H2}^+ \\ a_{V1,V2}^+ \end{pmatrix} = D_h D_q \begin{pmatrix} a_{H1,H2}^+ \\ a_{V1,V2}^+ \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Здесь D_h и D_q – матрицы Джонса для четвертьволновой и полуволновой пластинок [11]. Эти матрицы имеют вид

*В случае смешанного одномодового состояния понадобилось бы девять измерений.

Табл.1. Набор измерений для поляризационной томографии состояния одномодового бифотонного света.

Номер измерения	Угол ориентации (град)				Измеряемая величина
	четвертьволновой пластинки 4	полуволновой пластинки 2	четвертьволновой пластинки 5	полуволновой пластинки 3	
1	0	0	0	0	$\frac{1}{4} B$
2	0	45	0	45	$\frac{1}{4} A$
3	0	45	0	0	$\frac{1}{4} C$
4	45	22.5	0	0	$\frac{1}{8} (B + C - 2\text{Re}F)$
5	45	0	0	0	$\frac{1}{8} (B + C + 2\text{Im}F)$
6	0	45	45	22.5	$\frac{1}{8} (A + C - 2\text{Re}D)$
7	45	0	0	45	$\frac{1}{8} (A + C + 2\text{Im}D)$
8	45	22.5	45	-22.5	$\frac{1}{16} (A + B - 2\text{Re}E)$
9	-45	11.25	45	78.75	$\frac{1}{16} (A + B - 2\text{Im}E)$

Примечание. Угол ориентации фазовых пластинок (рис.2) отсчитывается от вертикали.

$$D = \begin{pmatrix} t & r \\ -r^* & t^* \end{pmatrix},$$

где

$$t = \cos \delta + i \sin \delta \cos 2\chi, \quad r = i \sin \delta \cos 2\chi \quad (8)$$

– соответственно комплексные коэффициенты пропускания и отражения; χ – угол между оптической осью пластинки и осью Н; δ – фазовый набег в пластинке (например, для полуволновой пластинки $\delta = \pi/2$). Операторы рождения после светоделителя выражаются через операторы рождения до светоделителя:

$$a_{H1,V1}^+ = \frac{a_{H,V}^+ + a_{H0,V0}^+}{\sqrt{2}}, \quad a_{H2,V2}^+ = \frac{a_{H,V}^+ - a_{H0,V0}^+}{\sqrt{2}}.$$

Здесь индекс «0» соответствует второй входной моде светоделителя, состояние которой в данном эксперименте является вакуумным. Поэтому соответствующие операторы рождения и уничтожения не войдут в окончательный результат. Полный набор измерений представлен в табл.1, где указаны ориентации пластинок и измеряемые величины.

Заметим, что представленный набор – не единственный. При его выборе ставилась задача, чтобы измеряемая корреляционная функция содержала минимальное число элементов матрицы когерентности. Видно, что для полного набора измерений достаточно использовать одну четвертьволновую пластинку и две полуволновые или, если поляризаторы можно вращать, одну четвертьволновую пластинку, установленную в одном из пучков. Таким образом, все измерения, необходимые для определения состояния бифотонного поля, сводятся к регистрации скорости счета совпадений импульсов фототока двух детекторов. Это измерение повторяется для различных поляризационных преобразований бифотонного поля перед детекторами. Фазовые пластинки и линейные поляризационные анализаторы в каждом канале после светоделителя образуют фильтры для выделения заданных поляризационных состояний. Например, в первой строке табл.1 приведены углы ориентации, соответствующие линейной вертикальной поляризации в каждом канале, а в пятой строке – углы, соответствующие левой циркулярной поляризации в одном канале и линейной вертикальной поляризации в другом. Иными словами, в каждом канале неизвестное поляризационное состояние проецируется на некое заданное состояние. Метод напоминает традиционную томографию, когда снимок одного и того же объекта делается из разных пространственных точек, т. е. строятся различные сечения одного и того же объекта. Именно этот факт позволяет использовать здесь термин «томография», хотя он уже существует в квантовой оптике в применении к другим измерениям: например, томография функции Вигнера [20–22] или томография флуктуаций параметров Стокса [23].

Заметим, что хотя чистое поляризационное состояние бифотона характеризуется всего четырьмя параметрами, его томография включает не четыре, а семь измерений. Это обусловлено тем, что, во-первых, неизвестно полное число бифотонов, равное $(A + B + 2C)/2$, и поэтому необходимо измерить это число, а затем нормировать на него все результаты. Во-вторых, как видно из табл.1, каждое из четырех последних измерений дает либо веще-

ственную, либо мнимую часть комплексных величин F и D , что соответствует косинусам или синусам фаз в состоянии (1). Так как фазы φ_2, φ_3 определены на отрезке $[0, 2\pi]$, то необходимо знать как их косинусы, так и синусы.

В первых семи строках табл.1 описываются измерения чистого бифотонного состояния. Если состояние бифотонного поля – смешанное, то к этому набору измерений следует добавить еще два, соответствующих измерению действительной и мнимой частей момента E (восьмая и девятая строки в табл.1).

4. Поляризационная томография одномодовых бифотонов (эксперимент)

Метод томографии бифотонов-кутритов, описанный в разд.3, был продемонстрирован в эксперименте [24, 25]. Схема экспериментальной установки представлена на рис.3. В качестве накачки использовалось излучение непрерывного аргонового лазера с длиной волны $\lambda = 351$ нм и мощностью 120 мВт. Пучок накачки падал на нелинейный кристалл иодата лития (LiIO_3) длиной $l = 1$ см, в объеме которого происходил процесс СПР. Кристалл был ориентирован так, чтобы бифотоны излучались в частотно-вырожденном коллинеарном режиме. При этом поляризации сигнального и холостого фотонов были одинаковы и ортогональны поляризации накачки (синхронизм типа I или так называемое e–oo-взаимодействие). После прохождения через кристалл излучение накачки выводилось из системы зеркалом 2, отражающим излучение на $\lambda = 351$ нм и пропускающим свет на удвоенной длине волны. Для выделения одной пространственно-частотной моды бифотонного поля использовалась система диафрагм 4 и интерференционные фильтры 11, спектры пропускания которых имели максимум на $\lambda = 700$ нм и ширину на полувысоте 10 нм. Ширина спектра СПР для данного кристалла $\Delta\lambda_{\text{SPRC}} \sim 20$ нм. Ширина $\Delta\theta_p$ пространственной корреляционной

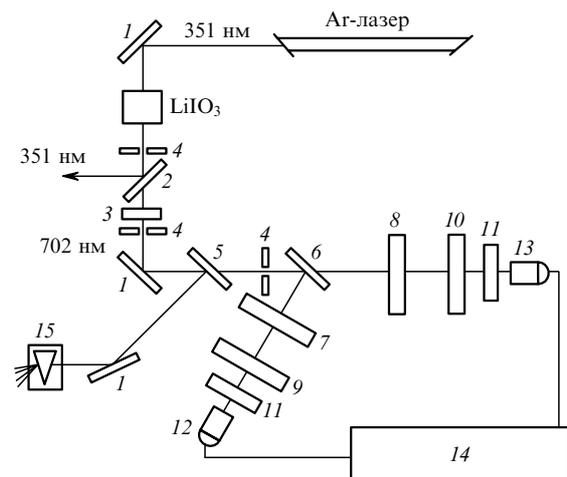


Рис.3. Экспериментальная установка для квантовой томографии бифотонного света:

1 – поворотные зеркала; 2 – зеркало, отражающее УФ излучение накачки и пропускающее бифотонное излучение; 3 – задающая фазовая пластинка; 4 – диафрагмы; 5 – откидное зеркало; 6 – светоделитель; 7, 8 – четвертьволновые пластинки; 9, 10 – поляризационные призмы; 11 – интерференционные фильтры; 12, 13 – фотодетекторы; 14 – схема совпадений фотоотчетов; 15 – спектрограф, служащий для контроля над спектром бифотонного поля.

функции излучения СПР определялась расходимостью пучка накачки и составляла $\sim 3 \times 10^{-4}$ рад. Эта ширина задавала диаметр диафрагм 4. В результате проведенной селекции мод влиянием конечного пространственно-частотного спектра бифотонного излучения в дальнейших поляризационных преобразованиях можно пренебречь.

Непосредственное приготовление различных поляризационных состояний осуществлялось с помощью тонкой кварцевой пластинки 3 (задающая пластинка). Для описания преобразования, осуществляемого над поляризационным состоянием бифотонного поля, запишем волновую функцию (1) в виде столбца, элементами которого являются нормированные амплитуды c_i ($i = 1, 2, 3$). В работе [12] было показано, что такое преобразование описывается унитарной матрицей 3×3 :

$$G \equiv \begin{pmatrix} t^2 & \sqrt{2}tr & r^2 \\ -\sqrt{2}tr^* & |t|^2 - |r|^2 & \sqrt{2}t^*r \\ r^{*2} & -\sqrt{2}t^*r^* & t^{*2} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

так что $|\Psi'\rangle = G|\Psi\rangle$, или

$$\begin{pmatrix} c'_1 \\ c'_2 \\ c'_3 \end{pmatrix} = G \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Коэффициенты t и r были введены в (8). Таким образом, каждой толщине и каждой ориентации оптической оси пластинки 3 соответствует определенное поляризационное состояние бифотонов (10), поступающее на вход измерительной системы.

Поскольку для приготовления исходных состояний используется SU(2)-преобразование, выполняемое при помощи фазовой пластинки 3, в обсуждаемом эксперименте не удастся получить действительно произвольное состояние бифотона-кутрита. Тем не менее состояние кутрита после пластинки относится к подклассу состояний (1) с определенными связями между параметрами d_i и φ_i . В эксперименте толщина h задающей пластинки составляла 824 ± 0.5 мкм и выбиралась так, чтобы выполняемое ею преобразование незначительно зависело от длины волны в пределах полосы пропускания фильтра. Поляризационное состояние бифотона-кутрита, поступающего в измерительную систему после преобразования пластинкой 3, в соответствии с (10) определялось выражением

$$\begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{pmatrix} = G \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -0.99 \sin^2 2\alpha \\ 0.998i\sqrt{2}(-0.0672 - 0.99i \cos 2\alpha) \sin 2\alpha \\ (-0.0672 - 0.99i \cos 2\alpha)^2 \end{pmatrix},$$

где матрица G для пластинки с параметрами $\Delta n = n_o - n_e = 0.0089$, $\delta = 32.82$ вычислялась по формуле (9). Здесь α – угол ориентации пластинки относительно вертикальной оси, задающий состояние кутрита.

Измерительный блок установки (см. рис.3) представлял собой интерферометр интенсивностей (схема Брауна – Твисса) с неполяризационным 50%-ным делительным зеркалом 6 и детекторами 12, 13 (ФЭУ-79, рабо-

тающие в режиме счета фотонов с квантовой эффективностью $\eta \sim 10^{-2}$). Светоделительное зеркало устанавливалось под малым углом ($\sim 12^\circ$) к падающему пучку так, чтобы поляризационное состояние света не менялось при его отражении и прохождении. В каждое плечо интерферометра помещались четвертьволновая фазовая пластинка 7 или 8 и вращающийся поляризационный фильтр 9 или 10 (призмы Глана – Томсона). Использовались кварцевые пластинки нулевого порядка для длины сигнальной волны $\lambda_s = 702$ нм с просветленными гранями. Вносимые поляризационными фильтрами потери составляли $\sim 8\% - 12\%$, а погрешность установки ориентации была равна $\sim 2^\circ$. Сигналы с детекторов после усиления и амплитудной дискриминации поступали на схему совпадений 14 с временем разрешения $T \sim 5$ нс. Контроль частотно-углового спектра бифотонного поля осуществлялся с помощью спектрографа ИСП-51 15.

Для различных углов ориентации α задающей пластинки 3 в соответствии с табл.1 проводилось измерение определенного набора моментов четвертого порядка. При этом ориентация поляризационных преобразователей в каждом канале (элементы 7–10) отсчитывалась от направления поляризации исходного бифотонного пучка (не преобразованного кварцевой пластинкой 3). В измерениях 1–3 определялись диагональные компоненты матрицы K_4 , в измерениях 4–9 – комбинация диагональных и недиагональных компонент.

Результаты эксперимента в виде зависимостей амплитуд d_i и фаз φ_i состояний, приготовленных с помощью кварцевой пластинки 3 при различных углах ее ориентации α , представлены на рис.4. На рис.5 показаны экспериментальные зависимости компонент матрицы когерентности K_4 от угла α . На обоих рисунках для сравнения приведены результаты расчета компонент d_i и φ_i (рис.4) и моментов D, F (рис.5) для разных входных состояний. Для фиксированного угла $\alpha_0 = 25^\circ$ была экспериментально восстановлена поляризационная матрица плотности соответствующего состояния

$$\rho_{\text{ex}} = \begin{pmatrix} 0.271 & 0.345 + 0.074i & -0.24 - 0.114i \\ 0.345 - 0.074i & 0.508 & -0.316 - 0.075i \\ -0.24 + 0.114i & -0.316 + 0.075i & 0.221 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

элементы которой однозначно связаны с измеряемыми моментами (5). Собственные значения этой матрицы $\lambda_1 = 0.99$, $\lambda_2 = -0.021$, $\lambda_3 = 0.03$, а след от ее квадрата $\text{Tr}(\rho_{\text{ex}}^2) = 0.981$.

Из рис.4 и 5 видно, что максимальные относительные погрешности возникают в восстановленных фазах состояний и недиагональных элементах матрицы плотности. Это связано с тем, что при их вычислении используются результаты сразу нескольких измерений. Погрешности накладываются друг на друга и дают значительный вклад в результат.

Необходимо сделать несколько замечаний о свойствах восстановленной матрицы плотности ρ_{ex} . Она является эрмитовой и нормированной, т. е. $\rho_{\text{ex}}^\dagger = \rho_{\text{ex}}$, и ее след $\text{Tr}(\rho_{\text{ex}}) = 1$. Из общих свойств матрицы плотности следует, что она должна иметь положительные собственные значения и удовлетворять условию $0 < \text{Tr}(\rho_{\text{ex}}^2) \leq 1$. Для исследуемых нами чистых состояний существует всего одно невырожденное собственное значение, равное единице, и $\text{Tr}(\rho_{\text{ex}}^2) = 1$. Очевидно, что в результате влияния

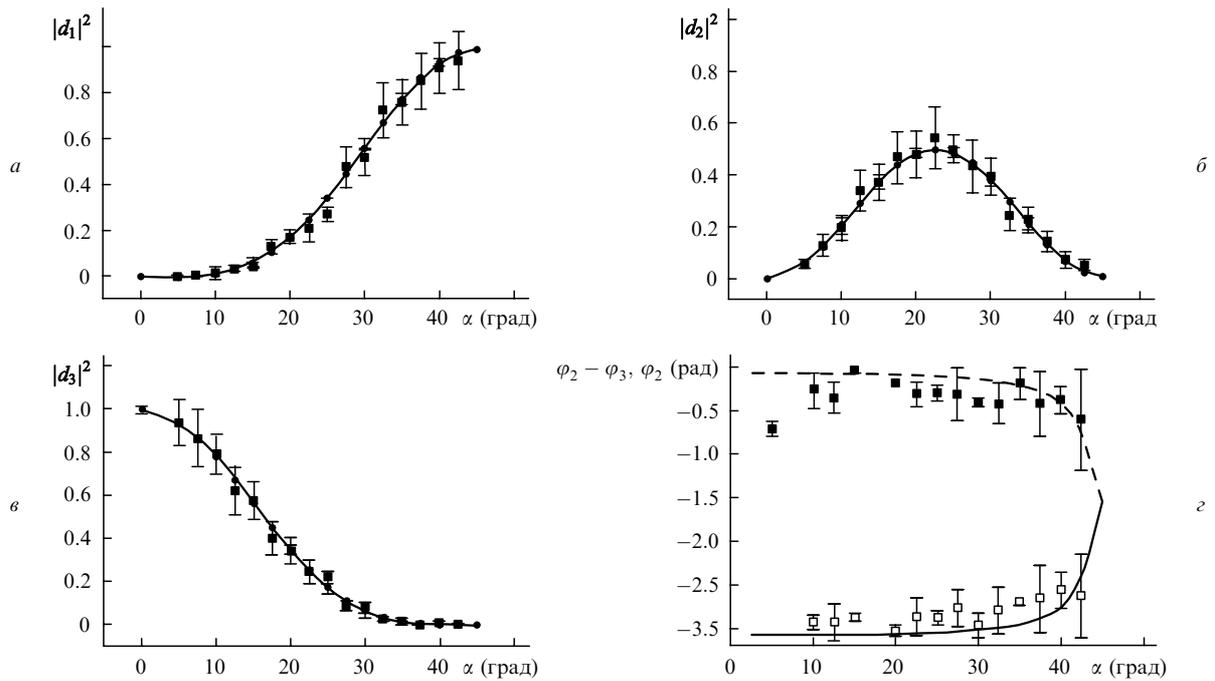


Рис.4. Результаты измерений трех амплитуд, d_1 , d_2 , d_3 (■; а, б, в), и двух фаз, φ_2 (■), $\varphi_2 - \varphi_3$ (□) (г). Разным исходным состояниям кутритов соответствуют различные углы ориентации α задающей пластинки 3 (рис.2). Сплошные и штриховая линии – расчетные зависимости.

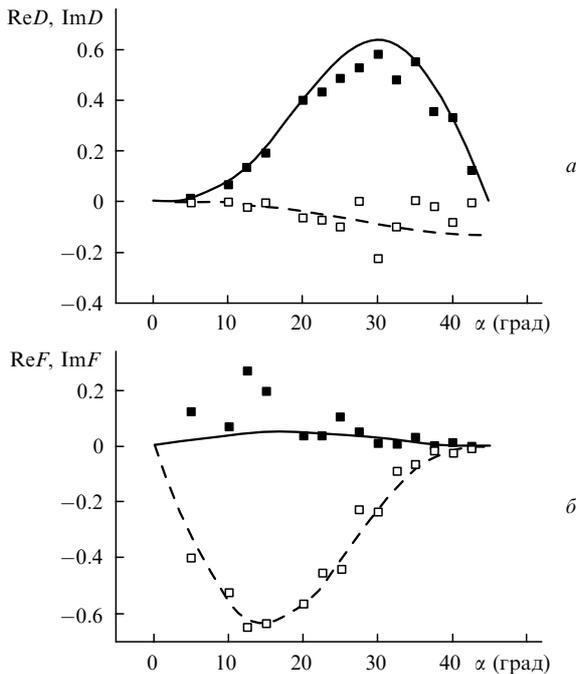


Рис.5. Результаты измерений действительных (■) и мнимых (□) частей моментов D (а) и F (б) матрицы K_4 . Разным исходным состояниям кутритов соответствуют различные углы ориентации α задающей пластинки 3 (рис.2). Сплошные и штриховая линии – расчетные зависимости.

различных экспериментальных погрешностей восстановленная матрица плотности ρ_{ex} не удовлетворяет указанным требованиям. Для того чтобы поставить в соответствие измеренной экспериментальной матрице реалистичное физическое состояние, удовлетворяющее перечисленным выше свойствам, был применен так называемый корневой подход к восстановлению квантовых состояний трехуровневых систем, детальное описание которого можно найти в работах [25, 26].

5. Критерий ортогональности одномодовых бифотонов

Как уже упоминалось, при поляризационной томографии бифотонных состояний в каждом канале после светоделителя (см. рис.2) неизвестное входное состояние проецируется на какое-либо поляризационное состояние, определяемое положениями фазовых пластинок и поляризатора. При некотором входном состоянии и определенных поляризационных состояниях, выделяемых в каналах, скорость счета совпадений импульсов фототока двух детекторов может обратиться в нуль. Оказывается, что такая ситуация имеет место тогда и только тогда, когда входное бифотонное состояние и пара однофотонных состояний, выделяемых в каналах, ортогональны [27].

Действительно, предположим, что на установке, схема которой приведена на рис.2, в каналах I и II выделяются поляризационные состояния, соответствующие модам a_1 и b_2 (буква здесь обозначает поляризационное состояние, а индекс нумерует пространственные моды), а на вход установки подается состояние (см. формулу (2))

$$|\Psi_{cd}\rangle = \frac{c^+d^+|\text{vac}\rangle}{|c^+d^+|\text{vac}\rangle}. \quad (12)$$

Здесь c^+ , d^+ – операторы рождения в поляризационных модах c , d . Подчеркнем, что в общем случае моды a , b , c , d не ортогональны. После светоделителя вектор состояния (12) принимает вид

$$|\Psi'_{cd}\rangle = \frac{1}{2|c^+d^+|\text{vac}\rangle} \times (c_1^+d_2^+ + d_1^+c_2^+ + c_1^+d_1^+ + c_2^+d_2^+)|\text{vac}\rangle.$$

Последние два слагаемых не вносят вклада в совпадения, т. к. они описывают ситуацию, когда оба фотона пары направляются в один фотодетектор. Поэтому скорость

счета совпадений определяется корреляционной функцией второго порядка

$$G^{(2)} = \frac{1}{4|c^+d^+|\text{vac}\rangle^2} \times \langle \text{vac} | (c_1d_2 + d_1c_2) a_1^+ b_2^+ a_1 b_2 (c_1^+ d_2^+ + d_1^+ c_2^+) | \text{vac} \rangle. \quad (13)$$

Отсутствие совпадений фотоотсчетов детекторов 8 и 9 (рис.2) равносильно обращению в нуль коррелятора (13). Поскольку этот коррелятор представляет собой квадрат нормы вектора состояния $a_1 b_2 (c_1^+ d_2^+ + d_1^+ c_2^+) | \text{vac} \rangle$, то условие отсутствия совпадений можно записать как

$$a_1 b_2 (c_1^+ d_2^+ + d_1^+ c_2^+) | \text{vac} \rangle = 0 | \text{vac} \rangle. \quad (14)$$

Теперь условие ортогональности состояния, выделяемой установкой, и состояния (12) примет вид

$$\langle \Psi_{ab} | \Psi_{cd} \rangle = 0, \quad (15)$$

где

$$|\Psi_{ab}\rangle = \frac{a^+ b^+ | \text{vac} \rangle}{|a^+ b^+ | \text{vac} \rangle}.$$

Перепишем условие (15) в виде

$$\langle \text{vac} | abc^+ d^+ | \text{vac} \rangle = 0. \quad (16)$$

Заметим, что вектор состояния $abc^+ d^+ | \text{vac} \rangle$ содержит два оператора рождения и два оператора уничтожения, поэтому он представляет собой вакуумное состояние, умноженное на некоторое число. В силу (16) это число равно нулю, поэтому условие ортогональности может быть записано в виде

$$abc^+ d^+ | \text{vac} \rangle = 0 | \text{vac} \rangle. \quad (17)$$

Нетрудно показать, что условия ортогональности (17) и отсутствия совпадений (14) тождественны, т.е. выражение в левой части (17) можно симметризовать по пространственным модам. Физически это следует из того, что фотоны мод c, d на входе в интерферометр Брауна – Твисса различаются только по поляризации, так что для неполяризованного светоделителя они неразличимы.

Таким образом, условие ортогональности двух бифотонов тождественно условию отсутствия совпадений в схеме на рис.2, если один из бифотонов подается на вход, а установка «настроена» на второй бифотон (фильтры в плечах интерферометра выделяют поляризационные состояния, соответствующие поляризации «половинок» бифотона). Учитывая, что рассматриваемые состояния являются совершенно произвольными и имеют произвольную степень поляризации, заметим, что скорость одиночных фотоотсчетов обоих детекторов в общем случае отлична от нуля. Таким образом, имеет место эффект антикорреляции более общего вида, чем эффект антикорреляции для неполяризованных бифотонов (бифотонов с ортогональной поляризацией в парах), исследованный ранее [28].

6. Ортогональность одномодовых бифотонов (эксперимент)

Экспериментальная проверка критерия ортогональности была выполнена в работах [29, 30]. Схема установки показана на рис.6. В качестве накачки использовался

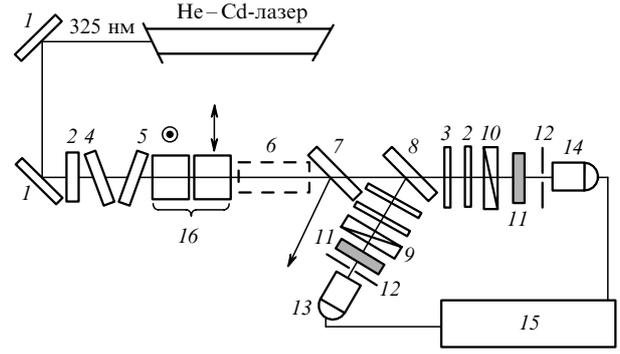


Рис.6. Экспериментальная установка для приготовления произвольного состояния кутрита и демонстрации ортогональности состояний бифотонов:

1 – поворотные зеркала; 2 и 3 – полуволновые и четвертьволновая фазовые пластинки соответственно; 4, 5 – кварцевые пластинки для изменения фазы ε ; 6 – ячейка Погкельса (используется только при приготовлении произвольного бифотонного состояния, см. разд.7); 7 – зеркало, отражающее излучение накачки и пропускающее бифотоны; 8 – неполяризационный светоделитель; 9, 10 – призмы Глана – Томсона, выделяющие вертикальную поляризацию; 11 – интерференционные фильтры ($\lambda_0 = 650$ нм, $\Delta\lambda = 10$ нм); 12 – диафрагмы; 13, 14 – фотодетекторы; 15 – схема парных совпадений; 16 – два кристалла бета-бората бария (ВВО) (сверху показаны направления оптических осей).

лось излучение гелий-кадмиевого лазера с длиной волны 325 нм и мощностью 13 мВт. СПР типа I возникало в кристаллах бета-бората бария (ВВО) толщиной 5 мм. Оптические оси кристаллов были перпендикулярны друг другу, так что в первом кристалле генерировалось состояние $|0, 2\rangle$, а во втором – состояние $|2, 0\rangle$. Полуволновая пластинка, помещенная в пучок накачки перед кристаллами, позволяла регулировать соотношение между модулями комплексных амплитуд этих состояний. Относительная фаза ε между состояниями $|2, 0\rangle$ и $|0, 2\rangle$ создавалась за счет наклона к пучку двух кварцевых пластинок толщиной 1 мм, вырезанных параллельно плоскости оптической оси. В результате после кристаллов генерировалась когерентная суперпозиция

$$|\Psi'\rangle = \sin 2\chi |2, 0\rangle + \exp(i\varepsilon) \cos 2\chi |0, 2\rangle. \quad (18)$$

Здесь χ – угол поворота полуволновой пластинки, отсчитываемый от вертикальной оси. Затем излучение накачки отсекалось зеркалом, а бифотонный свет направлялся в интерферометр Брауна – Твисса, аналогичный изображенному на рис.2. Частотная селекция осуществлялась интерференционным светофильтром с центром пропускания на $\lambda = 650$ нм и шириной полосы 10 нм. Угловая (пространственная) селекция проводилась с помощью диафрагм. Приемная часть состояла из лавинных диодов EG&G, работающих в режиме счета фотонов, сигналы с которых подавались на схему совпадений с временным окном $T = 1.5$ нс.

Следует заметить, что состояние (18) задается лишь двумя независимыми параметрами – χ и ε , следовательно в данной схеме невозможно было приготовить произвольное поляризационное состояние (1), однако степень поляризации состояния (18) могла принимать любые значения от 0 до 1.

Для проверки критерия ортогональности в качестве входного состояния $|\Psi_{cd}\rangle$ использовалось состояние со степенью поляризации $P = 0.5$. Было удобно выбрать

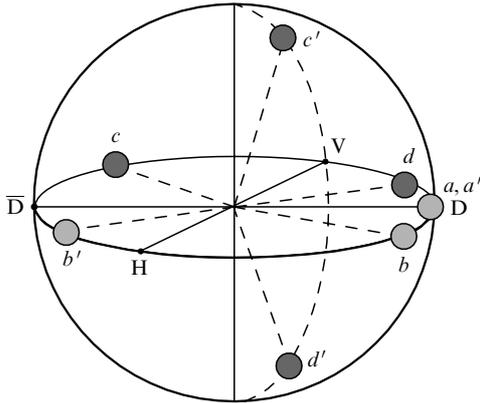


Рис.7. Изображение ортогональных состояний на сфере Пуанкаре. Темными точками обозначены состояния, генерируемые в подготовительной части эксперимента, светлыми – ортогональные им состояния, выделяемые в схеме Брауна – Твисса.

состояние (рис.7), изображаемое на сфере Пуанкаре парой точек, расположенных под углами $\pm 74.5^\circ$ к оси NV . При экспериментальной реализации данного состояния фаза ε устанавливалась равной π , а угол χ составлял 15° . Существует бесконечно много бифотонов $|\Psi_{ab}\rangle$, ортогональных бифотонам $|\Psi_{cd}\rangle$, однако если задать состояние одной из «половинок» бифотона в виде $|\Psi_{ab}\rangle$, то из условия ортогональности можно однозначно определить состояние другой «половинки». В эксперименте один из фильтров в схеме Брауна – Твисса был настроен на пропускание света, линейно поляризованного под углом 45° к вертикали. Расчет показывает, что для выполнения условия ортогональности фильтр в другом плече должен пропускать свет, поляризованный под углом 60° к вертикали. Соответствующее состояние $|\Psi_{ab}\rangle$ показано на рис.7.

На рис.8 приведена зависимость числа совпадений фотоотсчетов от угла поворота полуволновой пластинки χ , причем фильтры в плечах схемы Брауна – Твисса выделяли свет, линейно поляризованный под углом 45° в канале I и 60° в канале II, т. е. состояние $|\Psi_{ab}\rangle$. Видно, что минимум совпадений приходился на $\chi = 15^\circ$, что находилось в соответствии с расчетом. Затем пластинка

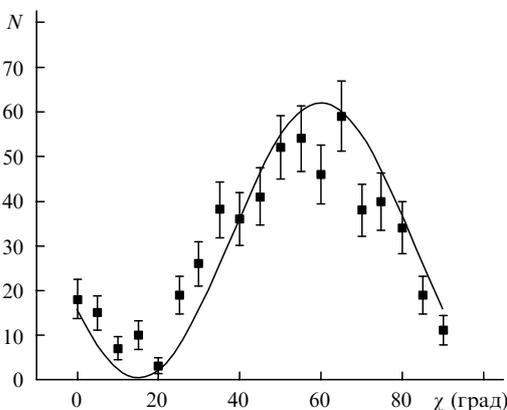


Рис.8. Зависимость числа совпадений N за 40 с от угла поворота χ полуволновой пластинки в пучке накачки. Анализаторы настроены на пропускание света, линейно поляризованного под углами 45° и 60° к вертикали. Минимум числа совпадений соответствует генерации состояния, ортогонального тому, на которое настроена схема.

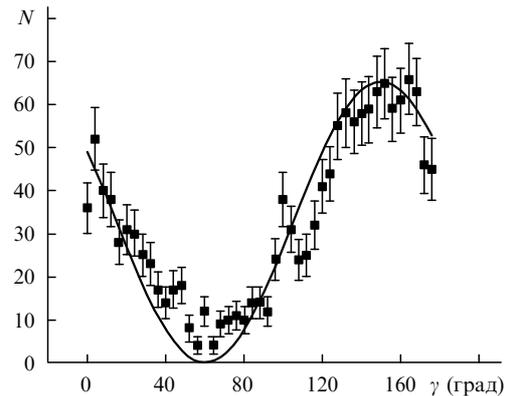


Рис.9. Зависимость числа совпадений N за 100 с от угла поворота γ анализатора в одном из плеч схемы Брауна – Твисса. Вторым анализатор настроен на пропускание света, линейно поляризованного под углом 45° к вертикали. Угол поворота полуволновой пластинки в пучке накачки $\chi = 15^\circ$.

фиксировалась в данном положении и снималась зависимость числа совпадений от угла вращения поляризатора во втором плече этой схемы. Фильтр в первом плече по-прежнему выделял свет, линейно поляризованный под углом 45° к вертикали. Минимум совпадений в соответствии с расчетом наблюдался при угле 60° (рис.9).

При дальнейшем вращении полуволновой пластинки состояние бифотонного поля превращалось в состояние $|0, 2\rangle$ (при $\chi = 45^\circ$), а затем, из-за скачкообразного изменения фазы накачки на π , две точки, изображающие «половинки» бифотона, начинали «разбегаться» по меридиану сферы Пуанкаре (рис.7). При $\chi = 75^\circ$ степень поляризации снова становилась равной 0.5, однако на этот раз состояние $|\Psi_{cd}\rangle$ состояло из пары эллиптически поляризованных фотонов. Можно убедиться, что при этом условие ортогональности выполнялось, когда в схеме Брауна – Твисса выделялось состояние $|\Psi_{ab}\rangle$. Из рис.10 видно, что скорость счета совпадений при такой ориентации фильтров имела минимум вблизи расчетного угла $\chi = 75^\circ$.

Измерения скорости счета совпадений проводились также в зависимости от фазы ε . При этом полуволновая пластинка устанавливалась под углом $\chi = 15^\circ$, а фильтры

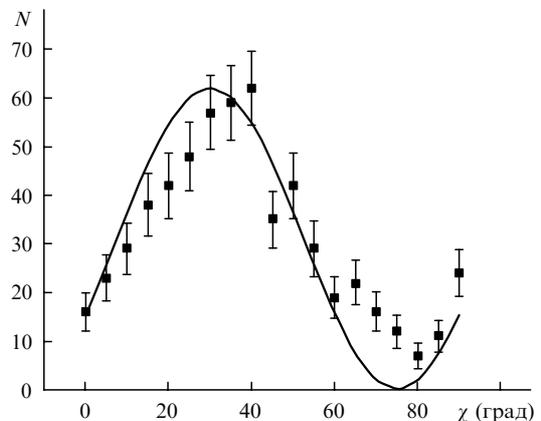


Рис.10. Зависимость числа совпадений N за 100 с от угла поворота χ полуволновой пластинки в пучке накачки. Бифотон образован двумя эллиптически поляризованными фотонами. Анализаторы настроены на пропускание света, линейно поляризованного под углами 45° и -60° к вертикали.

выделяли состояние $|45^\circ, 60^\circ\rangle$. В соответствии с расчетом минимум числа совпадений наблюдался при $\varepsilon = \pi$.

7. Приготовление произвольного бифотонного состояния

В предыдущем разделе обсуждалась экспериментальная схема, позволяющая генерировать состояния с произвольной степенью поляризации. Однако на практике часто бывает необходимо приготовить кутрит в произвольном состоянии. Для этого нужно иметь возможность независимо регулировать четыре параметра, задающих состояние (1). Этого можно добиться, используя интерферометрическую схему приготовления состояний [31], однако данная схема обладает существенным недостатком, делающим невозможным ее применение в практических целях, а именно нестабильностью во времени. Как выяснилось, можно обойти этот недостаток и избавиться от интерферометра, несколько дополнив схему, приведенную на рис.6. Для генерации произвольного состояния надо к двум параметрам χ и ε , характеризующим состояние (18), добавить еще два произвольных контролируемых параметра. Их роль могут играть оптическая толщина $\xi = L\Delta n/\lambda$ (где L – толщина пластинки, а Δn – ее двулучепреломление) и угол ориентации β фазовой пластинки, устанавливаемой в пучок бифотонов после генерации состояния (18). Переход от состояния (18) к состоянию (1) с помощью произвольной фазовой пластинки можно проиллюстрировать на сфере Пуанкаре с помощью простого геометрического преобразования [30].

Для того чтобы менять оптическую толщину ξ произвольным образом (непрерывно) от 0 до 2π , в работе [30] использовалась ячейка Поккельса. Параметр β (угол ориентации) менялся непрерывно путем вращения ячейки в пучке бифотонов. В качестве ячейки Поккельса применялся кристалл ниобата лития длиной 3 см, вырезанный вдоль оптической оси кристалла Z . При подаче на ячейку постоянного напряжения вдоль кристаллографической оси X за счет электрооптического эффекта кристалл становился слабо двуосным. Плоскость, содержащая оптические оси, располагалась под углом 45° к плоскости XZ . Набег фаз между необыкновенной волной (поляризованной в плоскости оптических осей) и обыкновенной (поляризованной под углом -45° к плоскости XZ) менялся от 0 до 2π при изменении напряжения от 0 до 2.8 кВ. При этом ячейка действовала аналогично фазовой пластинке нулевого порядка (из-за малости наведенного двулучепреломления) с параметром ξ , изменяющимся от 0 до 2π .

В начале эксперимента полуволновая пластинка устанавливалась в пучке накачки под углом $\chi = 22.5^\circ$, а фаза ε задавалась равной π . Исходная ориентация ячейки соответствовала вертикальному направлению оптической оси. Начальное напряжение на ячейке Поккельса было равно нулю. В результате состояние (18) преобразовывалось в состояние $|D, \bar{D}\rangle$ и вызывало максимум совпадений при подаче его на вход схемы Брауна–Твисса, в которой поляризационные фильтры выделяли состояния $|+45^\circ\rangle$ (в верхнем плече) и $|-45^\circ\rangle$ (в нижнем). Если затем на ячейку Поккельса без изменения ее ориентации подавалось полуволновое напряжение, то состояние бифотонного поля не менялось, т. к. ячейка в данном случае осуществляла поворот состояния на π относительно оси

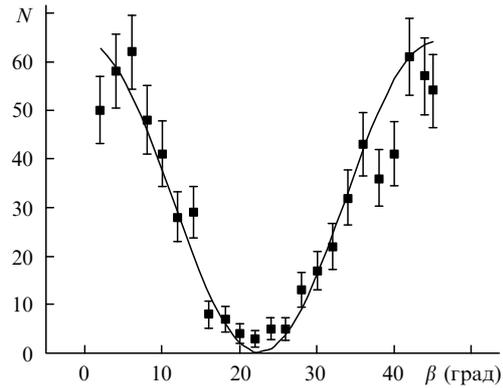


Рис.11. Зависимость числа совпадений N за 80 с от угла вращения β ячейки Поккельса. Анализаторы настроены на пропускание света, линейно поляризованного под углами 45° и -45° к вертикали. Минимум числа совпадений соответствует генерации состояния $|H, V\rangle$, ортогонального состоянию $|D, \bar{D}\rangle$. Напряжение на ячейке Поккельса отвечает оптической толщине $\xi = \pi/2$.

$|HV\rangle$. Оставляя схему Брауна–Твисса настроенной на состояние $|D, \bar{D}\rangle$ и вращая ячейку Поккельса с оптической толщиной $\xi = \pi/2$, можно было ожидать, что при $\beta = 22.5^\circ$ скорость счета совпадений упадет до нуля, т. к. состояние $|D, \bar{D}\rangle$ преобразуется в состояние $|H, V\rangle$ (рис.7), которое ортогонально тому, на которое настроена измерительная часть установки. На рис.11 представлена зависимость скорости счета совпадений от угла вращения β и видно, что ее минимум действительно приходится на $\beta = 22.5^\circ$. Если затем угол ориентации ячейки Поккельса β установить равным 22.5° и менять напряжение на ячейке от нуля до максимального значения 2.8 кВ, то естественно ожидать падения скорости счета совпадений до нуля при подаче на ячейку полуволнового напряжения. Соответствующая зависимость скорости счета совпадений от параметра ξ показана на рис.12. При $\xi = \pi/2$ наблюдался минимум скорости счета совпадений, обусловленный, как и в предыдущем случае, ортогональностью состояний $|H, V\rangle$ и $|D, \bar{D}\rangle$.

8. «Тройная логика»

Как показано в разд.2, поляризованные бифотоны являются кутритами – квантовыми объектами с тремя

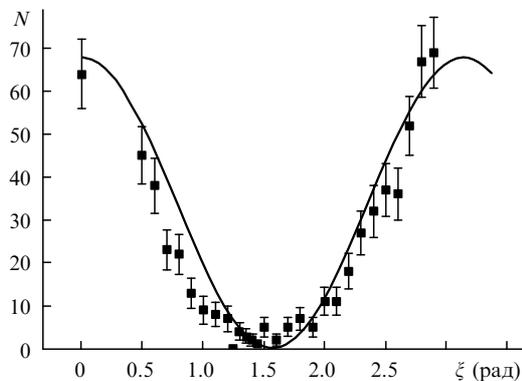


Рис.12. Зависимость числа совпадений N за 80 с от оптической толщины ξ ячейки Поккельса (ξ менялось от 0 до π при изменении напряжения на ячейке от 0 до 2.8 кВ). Угол вращения $\beta = 22.5^\circ$. Как и на рис.11, минимум числа совпадений соответствует генерации состояния $|H, V\rangle$, ортогонального состоянию $|D, \bar{D}\rangle$.

базисными состояниями. Выбрав в пространстве поляризованных бифотонов ортогональный базис и приготовив соответствующие состояния $|\Psi_0\rangle, |\Psi_1\rangle, |\Psi_2\rangle$, можно с их помощью кодировать квантовую информацию и тем самым перейти в протоколах квантовой информации от двоичной кодировки к троичной.

Существует бесконечное множество способов приготовления базисных состояний. Наиболее простой способ – приготовление состояний $|2, 0\rangle, |1, 1\rangle, |0, 2\rangle$, естественным образом получаемых в эксперименте. Однако в некоторых задачах удобно работать с состояниями, которые имеют одинаковую степень поляризации и поэтому переводятся друг в друга линейными поляризационными преобразованиями. В работе [32] были приготовлены три взаимно ортогональных состояния со степенью поляризации, равной нулю, т.е. три взаимно ортогональных бифотона, «составленные» из ортогонально поляризованных фотонов. Это были следующие состояния: пара вертикально и горизонтально поляризованных фотонов ($|H, V\rangle$), пара фотонов, поляризованных линейно под углами $\pm 45^\circ$ к вертикали ($|D, \bar{D}\rangle$), и пара фотонов, поляризованных право- и леводиркулярно ($|R, L\rangle$).

Состояния $|H, V\rangle, |D, \bar{D}\rangle$ и $|R, L\rangle$ легко переводятся друг в друга с помощью фазовых пластинок. Действительно, как показано в [32], полуволновая пластинка, ориентированная под углом 22.5° к оси H , переводит состояние $|D, \bar{D}\rangle$ в $|H, V\rangle$, а четвертьволновая пластинка, ориентированная под углом 45° к оси H , переводит состояние $|R, L\rangle$ в $|H, V\rangle$. Преобразование состояния $|R, L\rangle$ в $|D, \bar{D}\rangle$ осуществляется четвертьволновой пластинкой, ориентированной под нулевым углом к оси H .

Можно построить аналогичный ортогональный базис в пространстве поляризационных состояний, элементы которого переводятся друг в друга с помощью лишь одной фазовой пластинки. Такие базисные состояния были получены в работе [33]; они также соответствовали парам ортогонально поляризованных фотонов (и изображались бы диаметрально противоположными точками сферы на рис.1).

На основе поляризационных состояний двухфотонного света и их преобразований можно осуществить передачу квантовой информации в троичной кодировке. В качестве базисных состояний можно использовать не только состояния $|H, V\rangle, |D, \bar{D}\rangle$ и $|R, L\rangle$, но и любые три ортогональных состояния. Для выделения одного из трех ортогональных кутритов можно применять критерий ортогональности: при настройке установки на некоторый кутрит, совпадение фотоотчетов невозможно, если на входе находится ортогональный кутрит. Совпадение фотоотчетов в такой схеме возникает лишь в том случае, если на входе присутствует тот кутрит, на который настроена схема (хотя даже при этом совпадение происходит не со 100 %-ной вероятностью). Кодировка с помощью кутритов была впервые выполнена в [5], но для невырожденного (двухпучкового) СПР. При этом использовались три из четырех базисных состояний двухмодовых бифотонов, т.е. состояния Белла; одно из них, так называемое синглетное состояние $|\Psi^-\rangle$, не использовалось.

Применение троичной квантовой кодировки в квантовой информации активно обсуждается в литературе. Так, например, на основе троичной кодировки была предложена схема квантовой криптографии [34] – по существу аналог известного протокола BB84 [35], но в применении к кутритам. Протоколы криптографии на ос-

нове троичной кодировки теоретически имеют ряд преимуществ по сравнению с соответствующими двоичными протоколами. Отмечалось, что такой способ кодировки позволяет увеличить скорость обмена данными [36] и повысить защиту от подслушивания [37]. В протоколе троичной квантовой криптографии, предложенном в [34], были получены выражения для состояний кутритов, участвующих в передаче информации. В отличие от двоичного протокола BB84, где участвуют четыре состояния, образующие два взаимно несмещенных базиса, в троичном протоколе участвуют 12 состояний, образующих четыре взаимно несмещенных базиса. В работе [34] не конкретизировалась физическая природа кутритов, применяемых в протоколе, а выражения для 12 состояний были приведены в общем виде (через некоторые исходные состояния).

В работе [38] соответствующие 12 состояний рассматривались в применении к поляризованным бифотонам. Состояния были рассчитаны и изображены на сфере Пуанкаре. Была также предложена схема установки по реализации троичного протокола квантовой криптографии [34].

9. Заключение

В настоящем обзоре мы попытались подвести итог циклу экспериментальных и теоретических работ, посвященных поляризационным свойствам бифотонных полей и проводившихся на кафедре квантовой электроники физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова в течение нескольких последних лет. Эти исследования во многом связаны с экспериментами по наблюдению интерференции бифотонных полей, но в большей степени ориентированы на применение таких полей в квантовой информатике. В данных работах бифотон рассматривается как кутрит – носитель квантовой информации при троичном кодировании. Исследованы трансформационные свойства бифотонов-кутритов, предложен и осуществлен в эксперименте способ их приготовления, разработаны процедура измерения, а также метод «различения» ортогональных состояний. Наконец, на основе свойств бифотонов предложен протокол троичной квантовой криптографии. Все это позволяет утверждать, что в настоящий момент разработана база для использования бифотонов в квантовой информатике.

Окажется ли это направление перспективным на практике? Это зависит от того, насколько может быть технически упрощена генерация бифотонного света. На сегодняшний день генерация бифотонов хорошо освоена в научных лабораториях, но для практического применения этого недостаточно. Получение двухфотонного света требует использования в качестве источника накачки достаточно мощных лазеров. Возможно, требования к накачке будут значительно снижены, если вместо СПР для генерации бифотонов будет использоваться так называемый эффект гиперпараметрического рассеяния (четырёхволновое смешение в спонтанном режиме, когда на входе присутствуют только две или одна из четырех волн). Этот эффект наблюдается в оптических волокнах, где за счет большой длины взаимодействия и квадратичной зависимости от интенсивности накачки сравнительно «яркие» бифотонные поля могут генерироваться диодными лазерами. В ряде лабораторий уже развит такой способ генерации бифотонных полей (см., напр., [39]).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 02-02-16664 и 03-02-16444), INTAS (грант 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.А. Кривицкий) благодарен за поддержку INTAS (грант 03-55-1971).

1. Bennett C.H. *Physics Today*, October, 24 (1995).
2. Килин С.Я. *УФН*, **169**, 507 (1999).
3. Braunstein S.L., Mann A., Revzen M. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3259 (1992).
4. Braunstein S.L., Mann A. *Phys. Rev. A*, **51**, R1727 (1995).
5. Mattle K., Weinfurter H., Kwiat P.G., Zeilinger A. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4656 (1996).
6. Brida G., Genovese M., Novero C. *J. Mod. Opt.*, **47**, 2099 (2000).
7. Pan J.-W., Bouwmeester D., Weinfurter H., Zeilinger A. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 3891 (1998).
8. Bouwmeester D., Pan J.-W., Mattle K., Eibl M., Weinfurter H., Zeilinger A. *Nature*, **390**, 575 (1998); Boschi D., Branca S., De Martini F., Hardy L., Popescu S. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1121 (1998); Furasawa A., Sorensen J.L., Braunstein S.L., Fuchs C.A., Kimble H.J., Polzik E.S. *Science*, **282**, 706 (1998); Kim Y., Kulik S.P., Shih Y. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1370 (2001).
9. Ekert A.K. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 661 (1991); Ekert A.K., Rarity J.G., Tapster P.R., Palma G.M. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1293 (1992).
10. James D.F.V., Kwiat P.G., Munro W.J., White A.G. *Phys. Rev. A*, **64**, 052312 (2001).
11. Клышко Д.Н. *ЖЭТФ*, **111** (6), 1955 (1997).
12. Бурлаков А.В., Клышко Д.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **69**, 795 (1999).
13. Thew R.T., Nemoto K., White A.G., Munro W.J. *Phys. Rev. A*, **66**, 012303 (2002).
14. *Физика квантовой информации*. Под ред. Д.Бомейстера, А.Эккерта, А.Цайлингера (М.: Постмаркет, 2002).
15. Шерклиф У. *Поляризованный свет* (М.: Мир, 1965).
16. Бурлаков А.В., Чехова М.В. *Письма в ЖЭТФ*, **75** (8), 505 (2002).
17. Алоджанц А.П., Аракелян С.М., Чиркин А.С. *ЖЭТФ*, **108**, 63 (1995).
18. Usachev P., Soderholm J., Bjork G., Trifonov A. *Opt. Commun.*, **193**, 161 (2001).
19. Korolkova N., Leuchs G., Loudon R., Ralph T., Silberhorn C. *Phys. Rev. A*, **65**, 052306 (2002).
20. Smithey D.T., Beck M., Raymer M.G., Faridani A. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1244 (1993).
21. D'Argiano G.M., Macchiavello C., Paris M.G.A. *Phys. Rev. A*, **50**, 4298 (1994).
22. Leonhardt U., Paul H., D'Argiano G.M. *Phys. Rev. A*, **52**, 4899 (1995).
23. Бушев П.А., Карасев В.П., Масалов А.В., Путилин А.А. *Оптика и спектроскопия*, **91**, 558 (2001).
24. Кривицкий Л.А., Кулик С.П., Пенин А.Н., Чехова М.В. *ЖЭТФ*, **124** (4), 1 (2003).
25. Bogdanov Yu.I., Chekhova M.V., Krivitsky L.A., et al. *Phys. Rev. A*, **70**, 04230 (2004).
26. Богданов Ю.И., Кривицкий Л.А., Кулик С.П. *Письма в ЖЭТФ*, **78** (6), 804 (2003).
27. Жуков А.А., Масленников Г.А., Чехова М.В. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 696 (2002).
28. Hong P.C.K., Ou Z.Y., Mandel L. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2044 (1987); Shih Y.H., Alley C.O. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2921 (1988).
29. Chekhova M.V., Krivitsky L.A., Kulik S.P., Maslennikov G.A. *Phys. Rev. A*, **70**, 032332 (2004).
30. Кривицкий Л.А., Кулик С.П., Масленников Г.А., Чехова М.В. *ЖЭТФ*, **127** (3) (2005).
31. Bogdanov Yu., Chekhova M., Kulik S., Maslennikov G., Zhukov A., Oh C.H., Tey M.K. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 230503 (2004).
32. Burlakov A.V., Chekhova M., Karabutova O.A., Klyshko D.N., Kulik S.P. *Phys. Rev. A*, **60**, R4209 (1999).
33. Tsegaye B.T., Soderholm J., Atature M., Trifonov A., Bjork G., Sergienko A.V., Saleh B.E.A., Teich M.V. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 5013 (2000).
34. Bechmann-Pasquinucci H., Peres A. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3313 (2000).
35. Bennett C.H., Brassard G. *Proc. IEEE Int. Conf. on Computers, Systems and Signal Processing* (Bangalore, India; New York: IEEE, 1984, p. 175).
36. Bechmann-Pasquinucci H., Tittel W. *Phys. Rev. A*, **61**, 062308 (2000).
37. Bruss D., Machiavello C. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 127901 (2002).
38. Chekhova M.V., Maslennikov G.A., Kulik S.P., Zhukov A.A. *J. Opt. B*, **5**, 530 (2003).
39. Fiorentino M., Voss P.L., Sharping J.E., Kumar P. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **14** (7), 983 (2002).