

ГЕНЕРАЦИЯ БИФОТОННОГО СВЕТА В ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧАСТОТНЫХ БЕЛЛОВСКИХ СОСТОЯНИЯХ

А. В. Бурлаков, С. П. Кулик, Г. О. Рытиков, М. В. Чехова*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 мая 2002 г.

Экспериментально получены четыре поляризационно-частотных белловских состояния для пар фотонов (бифотонов), излучаемых при спонтанном параметрическом рассеянии от непрерывной накачки в коллинеарном частотно-невырожденном режиме. Исследованы поляризационные свойства таких состояний. Показано, что бифотонный свет в синглетном белловском состоянии не поляризован как во втором, так и в четвертом порядке по полю.

PACS: 42.50.Dv, 03.67.Hk

1. БЕЛЛОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ

В квантовой оптике и особенно квантовой информатике большое значение имеют так называемые перепутанные состояния (entangled states) квантовых систем. Понятие перепутанности квантовых систем было впервые предложено Шредингером (в связи с известным парадоксом Эйнштейна–Подольского–Розена) в работе [1], где, однако, не было дано точного определения этого свойства. Со временем перепутанные квантовые системы перестали быть предметом лишь философских обсуждений и мысленных экспериментов, так как появились различные методы их экспериментального приготовления. Соответственно, были предложены более точные определения таких состояний. Если ограничиться случаем чистого состояния полной квантовой системы, состоящей из нескольких частей, то свойство перепутанности определяется как нефакторизуемость общей волновой функции и сводится к наличию квантовых корреляций между частями системы [2]. Среди чистых перепутанных состояний двух квантовых систем особую роль играют так называемые белловские состояния [3],

$$\begin{aligned}\Phi^{\pm} &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\rangle), \\ \Psi^{\pm} &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle),\end{aligned}\tag{1}$$

где предполагается, что каждая квантовая система имеет два собственных состояния $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ (это может быть частица со спином $1/2$, атом в резонансном поле, поляризованный фотон и др.) Именно эти состояния используются при проверке неравенств Белла, в экспериментах по квантовой телепортации, в ряде протоколов квантовой криптографии и других направлениях квантовой оптики. В частности, они представляют удобный базис для описания произвольного квантового состояния двух двухуровневых систем. Состояние Ψ^{-} часто называют синглетным, так как оно аналогично антисимметричному состоянию двух частиц со спином $1/2$.

2. ГЕНЕРАЦИЯ БЕЛЛОВСКИХ СОСТОЯНИЙ ФОТОНОВ ПРИ СПОНТАННОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ РАСSEЯНИИ СВЕТА

На сегодняшний день перепутанные состояния реализованы экспериментально для самых различных квантовых систем, как, например, для двух

*E-mail: postmast@opt.phys.msu.su

атомов, атома и фотона, двух ионов и др. При этом наибольшее развитие получили эксперименты с перепутанными (коррелированными) состояниями фотонов. Наиболее эффективным способом генерации коррелированных пар фотонов является использование спонтанного параметрического рассеяния (СПР) [4].

При спонтанном параметрическом рассеянии излучение накачки с частотой ω_p и волновым вектором \mathbf{k}_p , попадая в кристалл с квадратичной нелинейностью χ , приводит к появлению на выходе кристалла рассеянного излучения, состояние которого можно представить в виде [5]

$$|\Psi\rangle = |vac\rangle + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} F_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} |1_{\mathbf{k}}, 1_{\mathbf{k}'}\rangle, \quad (2)$$

где $|vac\rangle$ — вакуумное состояние, а $|1_{\mathbf{k}}, 1_{\mathbf{k}'}\rangle$ — состояние с одним фотоном в моде \mathbf{k} (сигнальный фотон) и одним фотоном в моде \mathbf{k}' (холостой фотон), часто называемое бифотоном. Индексы \mathbf{k} , \mathbf{k}' нумеруют частотные, пространственные и поляризационные моды. Величина $F_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ называется амплитудой бифотона. В стационарном случае, когда в качестве накачки используется излучение непрерывного одномодового лазера, а параметры среды не зависят от времени, амплитуда бифотона пропорциональна $\delta(\omega + \omega' - \omega_p)$, где ω , ω' — частоты сигнального и холостого фотонов. Если, кроме того, рассеяние происходит в плоском слое, неограниченном в направлениях, поперечных к волновому вектору накачки, то $F_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ также пропорциональна $\delta(\mathbf{k}_{\perp} + \mathbf{k}'_{\perp})$, где \mathbf{k}_{\perp} , \mathbf{k}'_{\perp} — поперечные компоненты волновых векторов. При этом в (2) пропадает суммирование по \mathbf{k}' , и второе слагаемое описывает перепутанное состояние двух фотонов. Для того чтобы это состояние было белловским, в сумме по \mathbf{k} должно содержаться только два слагаемых.

В зависимости от того, по каким параметрам осуществляется «перепутывание» — частота, направление волнового вектора (угол рассеяния), поляризация, — можно выделить следующие три класса белловских состояний, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии.

1. Поляризационно-угловые белловские состояния. Сигнальный и холостой фотоны излучаются под различными углами θ , θ' к волновому вектору накачки, причем для каждого из них поляризация не задана, однако имеется корреляция (перепутывание) между поляризациями. Двухфотонная часть вектора состояния имеет при этом вид

$$|H_{\theta}V_{\theta'}\rangle \pm |V_{\theta}H_{\theta'}\rangle \quad \text{или} \quad |H_{\theta}H_{\theta'}\rangle \pm |V_{\theta}V_{\theta'}\rangle,$$

где символы H и V обозначают горизонтальную и вертикальную поляризацию. Такие состояния были впервые реализованы за счет использования синхронизма типа Π^1 [6]. Впоследствии была предложена более удобная схема [7], при которой аналогичные состояния получались при интерференции бифотонов, рождающихся в двух последовательно расположенных кристаллах с синхронизмом типа I.

2. Частотно-угловые белловские состояния. При неколлинеарном невырожденном спонтанном параметрическом рассеянии с синхронизмом типа I для достаточно малых частотных отстроек сигнального и холостого фотонов от накачки можно выделить такие направления рассеяния θ , θ' , в которых излучаются как сигнальный фотон с частотой ω , так и холостой фотон с частотой ω' . При этом двухфотонная часть вектора состояния имеет вид

$$|\omega_{\theta}\omega'_{\theta'}\rangle \pm |\omega'_{\theta}\omega_{\theta'}\rangle,$$

т. е. будут генерироваться белловские состояния Ψ^{\pm} . Экспериментальная реализация таких состояний описана в работе [8].

3. Наконец, возможно приготовление поляризационно-частотных белловских состояний вида

$$|H_{\omega}V_{\omega'}\rangle \pm |V_{\omega}H_{\omega'}\rangle \quad \text{или} \quad |H_{\omega}H_{\omega'}\rangle \pm |V_{\omega}V_{\omega'}\rangle. \quad (3)$$

В работе [9] описан эксперимент, в котором были получены такие состояния. В [9] использовался интерферометрический метод приготовления белловских состояний, причем моды ω , ω' различались, кроме частоты, также направлением распространения (двухпучковый режим). Однако особый интерес представляет случай приготовления состояний (3) в однопучковом режиме, который реализуется при коллинеарном спонтанном параметрическом рассеянии. Однопучковый режим генерации двухфотонного света в квантовой оптике используется сравнительно редко, однако именно этот режим представляет интерес для передачи информации. Кроме того, ниже показано, что подобные белловские состояния могут обладать интересными особенностями с точки зрения поляризационных свойств. А именно, свет в одном из состояний (3) оказывается неполяризованным во всех порядках по полю.

¹⁾ При синхронизме типа I сигнальный и холостой фотоны поляризованы одинаково, а при синхронизме типа II — ортогонально.

3. СКРЫТАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

Вопрос о поляризации света в высших (выше второго) порядках по полю рассматривался многими авторами (см., например, [10–12]). В работе [11] показано, что возможна ситуация, когда свет не поляризован во втором порядке по полю, но обнаруживает поляризационные зависимости в корреляционных функциях четвертого порядка по полю. Таким свойством («скрытой поляризацией») обладает, например, излучение параметрического рассеяния с коллинеарным частотно-вырожденным синхронизмом типа II, что было экспериментально показано в [13]. В работе [11] предложена также классическая аналогия этого эффекта, ее экспериментальная реализация описана в [14].

Схема экспериментального наблюдения «скрытой поляризации» показана на рис. 1 [15]. Исследуемое излучение направляется на поляризационный светоделитель PBS, на выходах которого установлена пара фотодетекторов D1, D2. Перед светоделителем помещается система фазовых пластинок (достаточно двух) P, позволяющая выполнить любое поляризационное преобразование. Если свет не поляризован во втором порядке по полю, то при любом поляризационном преобразовании интенсивность, регистрируемая каждым из детекторов, остается постоянной.

Пусть в эксперименте измеряется корреляционная функция вида

$$G_{HV}^{(2)}(\tau) = \langle E_H^{(-)}(t)E_V^{(-)}(t+\tau)E_H^{(+)}(t)E_V^{(+)}(t+\tau) \rangle, \quad (4)$$

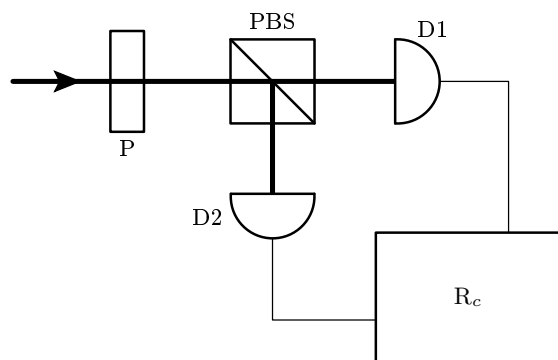


Рис. 1. Схема наблюдения «скрытой поляризации» [15]. После преобразователя поляризации P пучок делится поляризационным светоделителем PBS и направляется на фотодетекторы D1, D2. Даже если интенсивности, регистрируемые детекторами, не зависят от преобразования поляризации, скорость счета совпадений R_c может от нее зависеть

где $E^{(-)}$ и $E^{(+)}$ — соответственно, отрицательно-частотные и положительно-частотные поля, а индексы H, V обозначают линейные вертикальную и горизонтальную поляризационные моды. Эта величина, характеризующая корреляцию интенсивностей в поляризационных модах, даже для неполяризованного во втором порядке света может зависеть от преобразования поляризации перед светоделителем. Для измерения корреляционной функции (4) сигналы с детекторов направляются на вход схемы совпадений фотоотсчетов; скорость счета совпадений R_c определяется величиной $G_{HV}^{(2)}$. В работе [13], например, корреляционная функция (4) измерялась для преобразований поляризации, осуществляемых поворотом полуволновой пластинки. При наличии на входе двухфотонного света наблюдалась модуляция скорости счета совпадений с высокой видностью²⁾. При наличии на входе классического источника, как, например, излучения двух ортогонально поляризованных лазеров с независимыми фазовыми флуктуациями [14], в эксперименте наблюдается модуляция $G_{HV}^{(2)}$ с видностью 50%.

Рассмотрим теперь четыре поляризационно-частотных белловских состояния (3). Известно, что синглетное состояние Ψ^- инвариантно к любым преобразованиям поляризации [16]. Оно не должно обнаруживать поляризационные зависимости при измерении моментов любого порядка по полю, в том числе и корреляционной функции (4). Можно также заметить, что состояние Φ^+ инвариантно к вращению плоскости поляризации. Поэтому в эксперименте, описанном в [13], для такого состояния, так же как и для состояния Ψ^- , не должно наблюдаться модуляции числа совпадений.

Таким образом, свет в синглетном белловском состоянии Ψ^- неполяризован как во втором, так и в четвертом порядках по полю. Поскольку для двухфотонного света все моменты выражаются через моменты второго и четвертого порядков, свет в состоянии Ψ^- неполяризован во всех порядках по полю. Такой свет можно назвать полностью неполяризованным.

4. «СКАЛЯРНЫЙ СВЕТ»

Состояние света Ψ^- близко к состоянию поляризационно-скалярного света, предложенному в работе [10] (см. также [17]). Переход к состоянию Ψ^- от

²⁾ С точки зрения теории видность в таком эксперименте должна составлять 100%.

состояния поляризационно-скалярного света осуществляется в пределе малых мощностей накачки или малого коэффициента параметрического преобразования. Для поляризационно-скалярного света должно наблюдаться подавление флуктуаций всех параметров Стокса.

Легко рассчитать флуктуации параметров Стокса для всех четырех поляризационно-частотных белловских состояний. В результате оказывается, что в состоянии Φ^+ подавлены флуктуации третьего параметра Стокса: $\Delta S_3^2 = 0$, в состоянии Φ^- — $\Delta S_2^2 = 0$, в состоянии Ψ^+ — $\Delta S_1^2 = 0$, а в синглетном состоянии Ψ^- подавлены флуктуации всех трех параметров Стокса: $\Delta S_1^2 = \Delta S_2^2 = \Delta S_3^2 = 0$. Однако для измерения флуктуаций параметров Стокса для двухфотонного света понадобились бы быстродействующие детекторы (с временным разрешением порядка обратной ширины спектра параметрического рассеяния, т. е. сотен фемтосекунд). Таких детекторов в настоящее время не существует. Подавление флуктуаций параметров Стокса можно наблюдать и с помощью детекторов с наносекундным временным разрешением, но лишь для случая параметрического генератора света, когда спектр излучения существенно уже, чем для спонтанного параметрического рассеяния. В настоящей работе использовался режим спонтанного рассеяния; в соответствии с этим измерялись не флуктуации параметров Стокса, а корреляционные функции интенсивности.

5. ПРИГОТОВЛЕНИЕ И АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧАСТОТНЫХ БЕЛЛОВСКИХ СОСТОЯНИЙ

Схема эксперимента по получению четырех поляризационно-частотных белловских состояний показана на рис. 2. Непрерывная накачка (излучение гелий-кадмиевого лазера с длиной волны 325 нм) через неполяризованный светоделитель направляется в интерферометр, в оба плеча которого помещен кристалл йодата лития. В кристалле происходит спонтанное параметрическое рассеяние с невырожденным коллинеарным синхронизмом типа I, в результате чего в обоих плечах после кристалла присутствует двухфотонное излучение в состоянии $|H_\omega H_{\omega'}\rangle$. Длины волн сигнального и холостого излучения составляют, соответственно, 635 и 665 нм. Излучение накачки после кристалла отсекается фильтром F. Полуволновая пластинка в одном из плеч поворачивает поляризацию на $\pi/2$, превращая состояние пучка в $|V_\omega V_{\omega'}\rangle$, и оба пучка без потерь сбива-

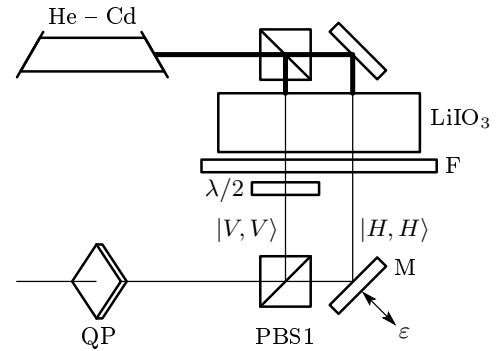


Рис. 2. Схема эксперимента. Параметрическое рассеяние в коллинеарном частотно-невырожденном режиме с синхронизмом типа I происходит в двух пространственно разделенных областях в кристалле йодата лития. На выходе из кристалла в обоих пучках бифотонное излучение находится в состоянии $|H_\omega H_{\omega'}\rangle$. В правом пучке поляризация поворачивается с помощью пластинки $\lambda/2$. Фаза ϵ между пучками регулируется зеркалом M. В кварцевой пластинке QP набег фаз между необыкновенно поляризованной волной и обыкновенно поляризованной волной на частоте ω на π превышает соответствующий набег фаз на частоте ω'

ются на поляризационном светоделителе PBS1. Зеркало M в интерферометре может смещаться с помощью пьезоэлектрической подачи. На выходе из интерферометра состояние бифотонного поля имеет вид

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H_\omega H_{\omega'}\rangle + e^{-i\epsilon}|V_\omega V_{\omega'}\rangle), \quad (5)$$

где фазу ϵ можно менять смещением зеркала M. При $\epsilon = 0$ образуется белловское состояние Φ^+ , а при $\epsilon = \pi$ — белловское состояние Φ^- . Состояние Ψ^+ получается из Φ^- с помощью полуволновой пластинки, ориентированной под углом $\pi/8$.

Белловские состояния Φ^+ , Φ^- и Ψ^+ являются аналогами состояний, полученных в [18] в той же экспериментальной схеме, но для вырожденного режима параметрического рассеяния. При переходе к вырожденному режиму состояние Φ^+ превращается в пару коррелированных фотонов, поляризованных правоциркулярно и левоциркулярно, состояние Φ^- — в пару фотонов, поляризованных линейно под углами $\pm\pi/4$, состояние Ψ^+ — в пару фотонов, поляризованных вертикально и горизонтально.

Синглетное состояние Ψ^- не имеет аналога в вырожденном режиме, так как оно антисимметрично по отношению к перестановке фотонов в паре. Для приготовления этого состояния в эксперимен-

те использовалась специальная фазовая пластинка из кристаллического кварца (QR), толщина которой удовлетворяла следующему условию: набег фаз между обыкновенной и необыкновенной волной на частоте ω отличается от соответствующего набега фаз на частоте ω' на π . Если на входе в такую пластинку имеется состояние $\Psi^+ = |H_\omega V_{\omega'}\rangle + |V_\omega H_{\omega'}\rangle$, а ее оптическая ось ориентирована вертикально или горизонтально, то состояние после пластинки, с точностью до несущественной общей фазы, имеет вид $\Psi^- = |H_\omega V_{\omega'}\rangle - |V_\omega H_{\omega'}\rangle$. Для получения состояния Ψ^- фаза ε в интерферометре устанавливалась равной π , так что на выходе из интерферометра получалось состояние $\Phi^- = |H_\omega H_{\omega'}\rangle - |V_\omega V_{\omega'}\rangle$. В базисе XU , повернутом на $\pi/4$ относительно базиса HV , состояние Φ^- переходит в Ψ^+ :

$$|H_\omega H_{\omega'}\rangle - |V_\omega V_{\omega'}\rangle = |X_\omega Y_{\omega'}\rangle + |Y_\omega X_{\omega'}\rangle.$$

Пластинка QR устанавливалась на выходе из интерферометра так, что ее оптическая ось была ориентирована по направлению X . После пластинки состояние в базисе XU превращалось в Ψ^- , следовательно, в силу своей инвариантности к преобразованиям поляризации, оно оставалось таковым в любом поляризационном базисе.

Для четырех полученных поляризационно-частотных состояний Белла проводились измерения по схеме, предложенной в [15]: величина $G_{HV}^{(2)}$ измерялась в зависимости от преобразования поляризации перед светоделителем (рис. 1). Для выделения малых углов рассеяния использовалась апертура. Поскольку на входе в регистрирующую часть установки присутствовало, кроме излучения спонтанного параметрического рассеяния, также шумовое излучение, использовался интерференционный фильтр шириной 40 нм и с максимумом пропускания на длине волны 650 нм. Фильтр пропускал как сигнальное, так и холостое излучение. Детекторами служили лавинные фотодиоды, работающие в режиме счета фотонов, а разрешение схемы совпадений составляло 1.5 нс.

В качестве преобразователя поляризации использовались пластинки $\lambda/2$ и $\lambda/4$. На рис. 3 представлены зависимости, полученные для $G_{HV}^{(2)}$ при вращении пластинки $\lambda/2$ для белловских состояний Φ^- , Φ^+ и Ψ^- . Зависимость для состояния Ψ^+ не приведена, так как это состояние переходит в Φ^- поворотом базиса на $\pi/4$, и поэтому угловая зависимость для него оказывается такой же, как для Φ^- , с точностью до сдвига по оси абсцисс на $\pi/8$.

Сразу же заметим, что все полученные в эксперименте перепутанные состояния были неполяризо-

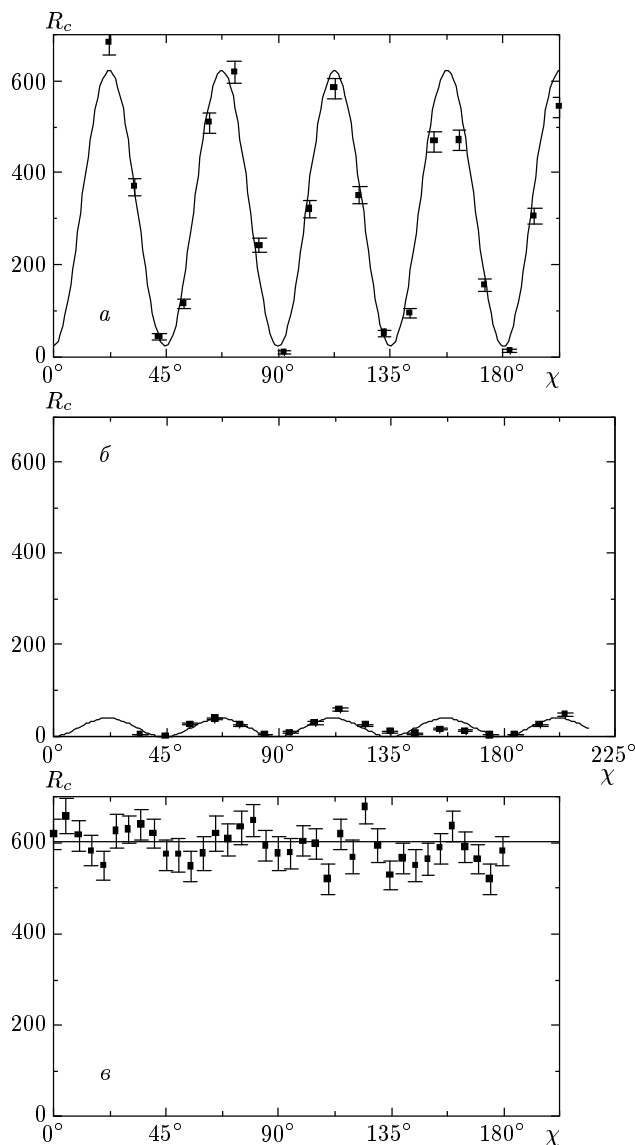


Рис. 3. Зависимости скорости счета совпадений (числа совпадений за 200 с) от угла поворота χ пластинки $\lambda/2$ для Φ^- (а), Φ^+ (б), Ψ^- (в). Сплошная кривая на рис. а соответствует соотношению (10) с добавленным постоянным фоном, что отвечает видности 94 %. Сплошная кривая на рис. б построена в предположении, что интенсивности бифотонных пучков в плечах интерферометра различаются на 20 %; при этом расчет дает ту же зависимость, что и для рис. а, но с амплитудой, меньшей в 20 раз. Теоретическая зависимость на рис. в — прямая

ваны во втором порядке по полю: при поляризационных преобразованиях пластинками $\lambda/4$ и $\lambda/2$ интенсивность пучка, регистрируемого каждым из де-

текторов (рис. 1), практически не менялась³⁾.

Видно, что состояние Φ^- обладает «скрытой поляризацией» (рис. 3а): при повороте пластинки $\lambda/2$ число совпадений R_c осциллирует с высокой видимостью (94%). Зависимость R_c от угла поворота пластинки χ легко получить, используя выражение (4) для корреляционной функции и записав состояние Φ^- в виде

$$\Phi^- = |H_\omega H_{\omega'}\rangle - |V_\omega V_{\omega'}\rangle = [a_H^\dagger(\omega)a_H^\dagger(\omega') - a_V^\dagger(\omega)a_V^\dagger(\omega')] |vac\rangle, \quad (6)$$

где $a_{H,V}^\dagger(\omega, \omega')$ — операторы рождения фотонов в поляризационных модах H, V и частотных модах ω, ω' . Далее, выразим поля в соотношении (4) через операторы рождения и учтем, что левая часть (4) эрмитово сопряжена правой. Усреднение в (4) следует проводить по состоянию $\Phi(\chi)$, которое получается из Φ^- в результате действия пластинки. В результате имеем

$$G_{HV}^{(2)}(\tau) = \left| \iint d\omega_1 d\omega_2 a_H^\dagger(\omega_1) e^{-i\omega_1 t} \times a_V^\dagger(\omega_2) e^{-i\omega_2(t+\tau)} |\Phi(\chi)\rangle \right|^2. \quad (7)$$

Используя матрицу Джонса для пластинки $\lambda/2$, ориентированной под углом χ [15],

$$D = \begin{pmatrix} i \cos(2\chi) & i \sin(2\chi) \\ i \sin(2\chi) & -i \cos(2\chi) \end{pmatrix},$$

и выражая операторы рождения до пластинки через операторы рождения после пластинки, получим для состояния $\Phi(\chi)$ с точностью до несущественного фазового множителя:

$$\Phi(\chi) = \cos(4\chi) (|H_\omega H_{\omega'}\rangle - |V_\omega V_{\omega'}\rangle) - \sin(4\chi) (|H_\omega V_{\omega'}\rangle + |V_\omega H_{\omega'}\rangle). \quad (8)$$

При интегрировании в (8) останутся только члены, соответствующие частотам ω и ω' . Подставляя (8) в (7), получим (вклад при усреднении дает только второе слагаемое в (8))

$$G_{HV}^{(2)}(\tau) = 4 \cos^2 \frac{\omega - \omega'}{2} \tau \sin^2(4\chi). \quad (9)$$

Скорость счета совпадений в схеме на рис. 1 определяется интегралом $G_{HV}^{(2)}(\tau)$ по τ в пределах, определяемых временем разрешения схемы совпадений

³⁾ Модуляция интенсивности не превышала 15%.

T , которое значительно превышает период осцилляций первого множителя в (9). В результате получим

$$R_c \left(\Phi^-, \frac{\lambda}{2} \right) \propto \sin^2(4\chi), \quad (10)$$

что хорошо согласуется с результатами эксперимента (рис. 3а).

Если на входе преобразователя поляризации имеется состояние Φ^+ , то скорость счета совпадений не будет зависеть от угла поворота полуволновой пластинки: как легко проверить, состояние Φ^+ при этом не меняется. Скорость счета совпадений остается близкой к нулю, поскольку имеет место поляризационный эффект антикорреляции [19]. В соответствии с этим скорость счета совпадений на рис. 3б более чем на порядок меньше скорости счета для состояния Φ^- (рис. 3а). Наблюдаемая модуляция, видимо, связана с тем, что пучки бифотонов в различных плечах интерферометра имели немного различающиеся интенсивности. Так, если вклады в скорость счета совпадений от разных плеч различались на 20%, можно получить для R_c зависимость, аналогичную (10), но с амплитудой, меньшей в 20 раз.

Для случая, когда перед пластинкой было состояние Ψ^- , наблюдалась высокая, не зависящая от χ скорость счета совпадений (рис. 3в). Расчет, аналогичный приведенному выше, дает в этом случае для R_c постоянную величину, равную максимуму зависимости (10).

Результаты, представленные на рис. 4, получены при использовании пластинки $\lambda/4$ в качестве преобразователя поляризации. В этом случае расчет дает для состояния Φ^- на входе в пластинку зависимость

$$R_c \left(\Phi^-, \frac{\lambda}{4} \right) \propto \sin^4(2\chi). \quad (11)$$

Эта зависимость хорошо согласуется с экспериментальной (рис. 4а).

Для состояния Φ^+ на входе в пластинку изменение χ приводит к полной модуляции скорости счета совпадений (рис. 4б). Расчет дает для этого случая зависимость

$$R_c \left(\Phi^+, \frac{\lambda}{4} \right) \propto \sin^2(2\chi). \quad (12)$$

Наконец, для состояния Ψ^- на входе в пластинку $\lambda/4$ практически отсутствует модуляция скорости счета совпадений при вращении пластинки (рис. 4в).

Из проведенных измерений видно, что двухфотонный свет в состоянии Ψ^- не имеет «скрытой

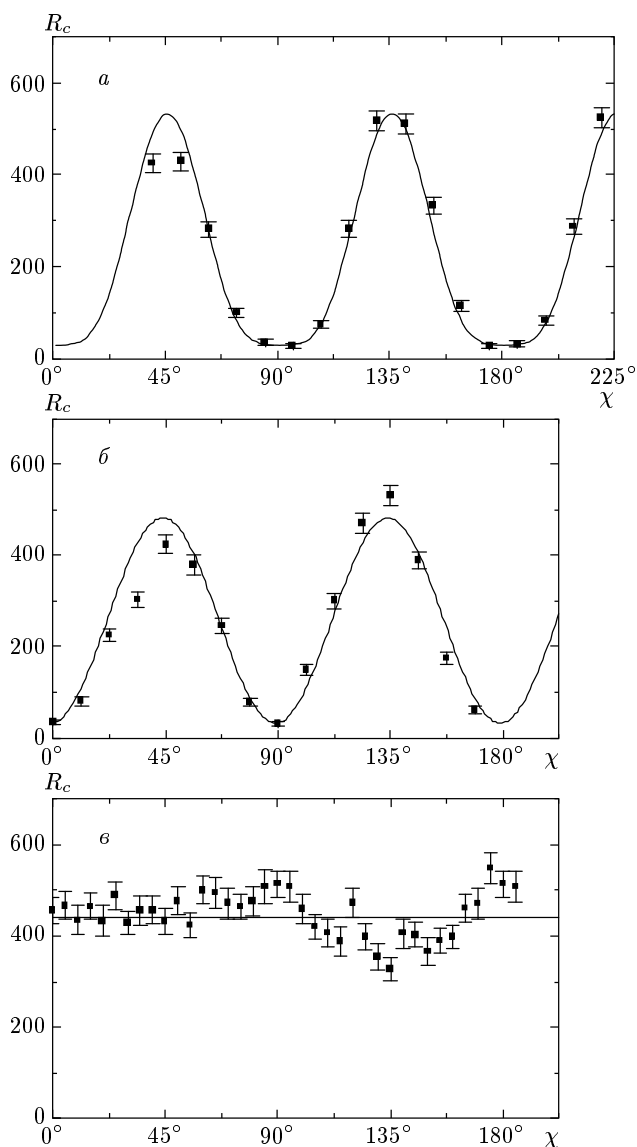


Рис. 4. Зависимости числа совпадений от угла поворота χ пластинки $\lambda/4$ для Φ^- (а), Φ^+ (б), Ψ^- (в). Теоретические кривые построены по соотношениям (11) — а, (12) — б с добавленным фоном, учитывающим отличие видимости от 100 %. Видимость составляет 93 %. На рис. в теоретическая зависимость — прямая

поляризации», т. е. оказывается неполяризованным как во втором, так и в четвертом порядках по полю. Во всех остальных белловских состояниях «скрытая поляризация» проявляется.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, двухфотонный свет в синглетном поляризационно-частотном белловском состоянии оказывается полностью неполяризованным, а также поляризационно-скалярным. В эксперименте было получено такое состояние света, а также три остальные поляризационно-частотные белловские состояния. Использование «однолучковой» геометрии в этом случае представляется удобным, так как позволяет использовать бифотонный свет при передаче информации, посылая сигнальный и холостой фотоны через одно и то же оптическое волокно. Можно ожидать, что такие состояния найдут применение при кодировке и передаче квантовой информации.

Работа выполнена при поддержке INTAS (проект № 01-2122) и РФФИ (проект № 02-02-16664).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Schrödinger, Proc. Amer. Phil. Soc. **124**, 323 (1980).
2. И. В. Баргатин, Б. А. Гришанин, В. Н. Задков, УФН **171**, 625 (2001).
3. S. L. Braunstein, A. Mann, and M. Revzen, Phys. Rev. Lett. **68**, 3259 (1992).
4. Д. Н. Клышко, Письма в ЖЭТФ **6**, 490 (1967).
5. A. V. Belinsky and D. N. Klyshko, Laser Phys. **4**, 663 (1994).
6. P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. Sergienko, and Y. Shih, Phys. Rev. Lett. **75**, 4337 (1995).
7. P. G. Kwiat, E. Waks, A. White, I. Appelbaum, and P. Eberhard, Phys. Rev. A **60**, R773 (1999).
8. J. G. Rarity and P. R. Tapster, Phys. Rev. Lett. **64**, 2495 (1990).
9. Y. Kim, S. P. Kulik, and Y. Shih, Phys. Rev. A **63**, 060301 (2001).
10. V. P. Karasev, J. Sov. Laser Res. **12**, 147 (1991).
11. D. N. Klyshko, Phys. Lett. A **163**, 349 (1992).
12. А. С. Чиркин, А. А. Орлов, Д. Ю. Парашук, КЭ **20**, 999 (1993).
13. P. Usachev, J. Söderholm, G. Björk, and A. Trifonov, Opt. Comm. **193**, 161 (2001).

14. D. I. Guzun and A. N. Penin, Proc. SPIE **2799**, 249 (1996).
15. Д. Н. Клышко, ЖЭТФ **111**, 1955 (1997).
16. Сб. *Физика квантовой информации*, под ред. Д. Бомейстера, А. Экерта, А. Цайлингера, Постмаркет, Москва (2002).
17. В. П. Карасев, А. В. Масалов, Опт. и спектр. **74**, 928 (1993).
18. A. V. Burlakov, M. V. Chekhova, O. A. Karabutova, D. N. Klyshko, and S. P. Kulik, Phys. Rev. A **60**, R4209 (1999).
19. A. V. Burlakov, M. V. Chekhova, O. A. Karabutova, and S. P. Kulik, Phys. Rev. A **64**, 041803(R) (2001).