

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

**Интерференция света и отсутствие определенных значений
измеряемых величин априори**

А. В. Белинский

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра математического моделирования и информатики; кафедра физики Земли.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: belinsky@inbox.ru*

Статья поступила 25.06.2016, подписана в печать 06.09.2016.

Рассматриваются особенности поведения фотонов в различных экспериментальных ситуациях. Анализируются варианты двухлучевой интерференции одиночного фотона и возможности формирования им стоячей волны, а также трехлучевая интерференция. Наблюдаемые при этом эффекты доказывают отсутствие определенных значений измеряемых величин до момента измерения, причем в последнем случае априори не имеет определенного значения число фотонов в поле, несмотря на то, что система находится в энергетическом состоянии. Рассмотрен также эксперимент, доказывающий отсутствие определенной фазы и разности фаз у фотонов, находящихся в фоковом состоянии, который позволяет более критически относиться к различным видам теорий скрытых параметров, в том числе и нелокальных.

Ключевые слова: интерпретации квантовой теории, интерференция одиночного фотона, квантовые измерения.

УДК: 530.145.1. PACS: 03.65.Ud, 42.50.St.

Введение

Квантовые измерения, в отличие от обычных классических измерений, обладают тем характерным свойством, что до момента измерения физическая величина априори не обладает каким-либо конкретным значением, если она не находится в собственном состоянии измеряемой величины. Именно это свойство, а не вероятностный характер результатов измерений, выделяет квантовую теорию в самостоятельный раздел современной науки. В противном случае она была бы просто подразделом статистической физики. И именно это свойство находится в полном соответствии с копенгагенской интерпретацией квантовой теории. Далее рассмотрены конкретные экспериментальные ситуации, подтверждающие это положение. При этом надо иметь в виду следующее.

Множество квантовых эффектов, не имеющих классических аналогов, парадоксальны и не могут быть истолкованы с точки зрения макроскопического «здорового смысла». Последний обычно берут в кавычки, чтобы показать его несоответствие существенно неклассическим явлениям. Исследователи называют его также «локальным реализмом». Локальным потому, что при этом используются модели, связанные обычными наблюдаемыми нами в макром мире пространственно-временными ограничениями. Реализмом потому, что считается, что, как и в классической физике, измеряемые в экспериментах физические величины имеют вполне определенные значения до момента измерения.

Первые сомнения в адекватности «локального реализма» породили уже эффекты интерференции

одиночных фотонов в двухщелевом интерферометре Юнга [1] и двухлучевых интерферометрах Майкельсона и Маха–Цендера (напр., [2, 3] и цит. лит.). В этих экспериментах неделимый квант присутствует одновременно в двух каналах и интерферирует сам с собой, причем до момента регистрации конкретное его месторасположение не определено.

Далее, эффект трехлучевой интерференции [4] доказывает отсутствие определенного числа фотонов в электромагнитном поле априори, т. е. до измерения их количества. А эксперименты по проверке неравенств Белла [5], формализовавшего парадокс Эйнштейна–Подольского–Розена [6] (в том числе и самые последние [7, 8]), надежно опровергли локальную теорию скрытых параметров, хотя и со времен первых тестов [9–11] была очевидна ее совершенная неадекватность (см. также [3, 12, 13]). Гипотеза локальности в данном случае предполагает, что два наблюдателя, регистрирующие пару коррелированных частиц — каждый свою, никак не связаны между собой и показания измерительных приборов одного абсолютно не влияют на показания другого (напр., [14, 15]). Но справедливость этого допущения, в рамках экспериментов по тестированию теоремы Белла, доказать невозможно.

Итак, единственной «зацепкой» сторонников «реализма», а фактически и сведения квантовой теории к обыкновенной классической статистической физике, осталось привлечение нелокальности как неизвестного, таинственной природы взаимодействия, на которое не распространяются ни пространственные, ни временные (в пределах светового конуса)

ограничения. И, казалось бы, аргументом в пользу таких воззрений, является уже доказанное экспериментально явление квантовой нелокальности, причем не только для пары или более запутанных частиц, но и для одиночного фотона [16–18].

Кроме того, результат любого эксперимента с квантовыми системами можно просчитать на компьютере, разумеется, в вероятностном смысле. А компьютер оперирует с конкретными значениями измеряемых величин, полностью определенных до момента измерения (как в классической статистической физике). Поэтому абсолютно строго опровергнуть «нелокальный реализм», или, что то же самое, нелокальную теорию скрытых параметров, довольно трудно.

С другой стороны, любой физик, занимающийся конкретными квантовыми расчетами на основании своего опыта и проистекающей из него внутренней интуиции, никогда в «нелокальный реализм» не поверит. Поэтому для его опровержения исследователи пошли по пути разработки новых экспериментальных схем, которые бы все более увеличивали абсурдность моделей, построенных на основании различных видов нелокальных теорий скрытых параметров. Ведь как, например, можно было бы объяснить эффекты двухлучевой интерференции с учетом экспериментов по проверке «отложенного выбора» или трехлучевой интерференции [4] в рамках «нелокального реализма»? Только нелокальным «перескакиванием» фотонов между разделенными друг от друга оптическими каналами, причем даже сквозь непрозрачные стенки [19].

Значительным шагом на пути тестирования «нелокального реализма» явились работы [20–27]. В них предложены объективные критерии (в виде математических неравенств), позволяющие, в частности, опровергнуть один из видов нелокальных теорий, допускающих нелокальную связь измерительных устройств, осуществляющих регистрацию пары квантовых частиц в запутанном (entangle) по поляризации состоянии. Соответствующий эксперимент, проведенный группой А. Цайлингера [23], опроверг такого типа «нелокальный реализм», правда с допущением о том, что соблюдается закон Малюса. Но сомневаться в справедливости последнего значит еще более увеличивать степень абсурдности нелокально-реалистической интерпретации.

Тем не менее более сильный вид нелокальности, а именно нелокальную связь не измерительных устройств, а результатов измерений удаленных друг от друга регистраторов, таким способом опровергнуть невозможно. Однако увеличить степень абсурдности «нелокального реализма», как представляется, может описанный в конце этого обзора эксперимент, сочетающий в себе одновременно и эффект подавления взаимной корреляции фотонов [28], и приготовление квантовых сжатых состояний (squeezed states — см., напр., [29] и цит. лит.). Но вначале

рассмотрим более простые эксперименты, доказывающие отсутствие определенных значений измеряемых величин без привлечения нелокальных теорий скрытых параметров.

1. Двухлучевая интерференция

В обычных двухлучевых интерферометрах, например Маха–Цендера (рис. 1), гармоническая зависимость интенсивности света I на выходе от разности фаз в каналах $\Phi_2 - \Phi_1$ появляется в результате сложения комплексных амплитуд двух интерферирующих пучков (см., напр., [4]):

$$I \propto |a_1 + a_2|^2 = |a_1|^2 + |a_2|^2 + a_1 a_2^* + a_1^* a_2 = |a_1|^2 + |a_2|^2 + 2|a_1 a_2| \cos(\Phi_2 - \Phi_1). \quad (1)$$

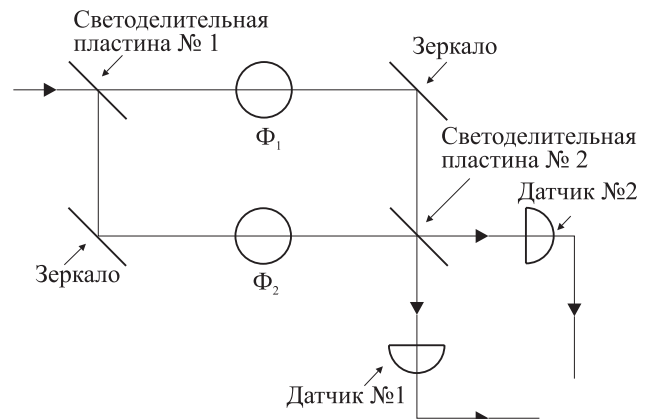


Рис. 1. Схема интерферометра Маха–Цендера. Вероятность фотоотсчетов на детекторах описывается гармонической функцией $P_{1,2} = \frac{1}{2}[1 \pm \cos(\Phi_1 - \Phi_2)]$, где Φ_1 и Φ_2 — фазовые задержки в плечах интерферометра, а знак в этом выражении зависит от того, какой детектор осуществляет регистрацию

Интерференционные слагаемые $a_1 a_2^*$ и $a_1^* a_2$ представляют собой произведение двух амплитуд (одна из которых комплексно сопряженная). Такую интерференцию можно назвать интерференцией второго порядка (по амплитуде). В квантовом описании двухмодовой интерференции эти слагаемые будут операторами $\hat{a}_1 \hat{a}_2^+$ и $\hat{a}_1^+ \hat{a}_2$ в силу того, что интерферометр представляет собой линейное устройство, следовательно, некоммутирующие операторы нигде не перемножаются друг на друга и их некоммутативность никак не сказывается на результате. А это означает, что классическое описание линейной системы отличается от квантового только тем, что комплексные амплитуды становятся операторами в представлении Гейзенберга при квантовом описании и квантовая специфика проявляется лишь при итоговом усреднении наблюдаемых по квантовому состоянию системы.

Рассмотрим интерферометр Маха–Цендера (рис. 1), на вход которого подаются одиночные фотоны в фоковском состоянии. Уберем вначале второй светоделитель, расположенный перед фотодетекторами. Включим детекторы, которые

начнут регистрировать одиночные фотоотсчеты либо в одном, либо в другом канале с равной вероятностью $1/2$.

Что произойдет после того, как мы вернем второй светоделитель на место? Вероятность фотоотсчетов на детекторах теперь будет описываться гармонической функцией (напр., [3]):

$$P_{1,2} = \frac{1}{2} [1 \pm \cos(\Phi_1 - \Phi_2)], \quad (2)$$

где Φ_1 и Φ_2 — фазовые задержки в плечах интерферометра. Знак в этом выражении зависит от того, какой детектор осуществляет регистрацию. Эту гармоническую функцию нельзя представить в виде суммы вероятностей

$$P_{1,2}(\Phi_1, \Phi_2) \neq P(\Phi_1) + P(\Phi_2). \quad (3)$$

Следовательно, после первого светоделителя фотон будет присутствовать в обоих плечах интерферометра одновременно, хотя в первом акте эксперимента он регистрировался только в одном. Это связано с тем, что редукция вектора состояния квантовой системы происходит только в момент регистрации фотона, а до этого он находится в обоих каналах.

Тот же результат можно доказать и другим способом. При разности фаз $0 + 2\pi m$ или $\pi + 2\pi m$ одиночные фотоны будут появляться только на одном из детекторов. Вероятность появления фотонов на втором будет нулевой. Перекроем одно из плеч интерферометра. Фотоотсчеты у фотодетектора, до этого момента «безмолвного», появятся. Это означает, что до перекрытия фотон присутствовал в этом плече в каждой реализации, иначе вероятность появления фотоотсчетов на рассматриваемом фотодетекторе не была бы нулевой. Аналогично доказывается присутствие фотона в каждой реализации и в другом плече интерферометра. Следовательно, результат измерения месторасположения фотона (в каком плече находится фотон?) при убранном втором светоделителе до момента измерения не определен, поскольку фотон находится в обоих плечах сразу [3].

Есть еще одно строгое доказательство пребывания фотона в обоих плечах интерферометра одновременно. Поместим вместо или в качестве фазовых задержек две идентичные нелинейные среды, обладающие кубической нелинейностью, в которых происходит фазовая самомодуляция (ФСМ), т. е. изменение показателя преломления сред под действием находящегося в них света. Это могут быть, например, кварцевые волокна (рис. 2). Фотон, проходя через них, должен приобретать дополнительный фазовый набег, который неизбежно скажется на результате интерференции.

Пусть в отсутствие излучения фазовые набег в плечах были одинаковы. Тогда, посылая в интерферометр единичный фотон, мы имеем две альтернативы: либо фотон пройдет только одно плечо и разность фаз изменится за счет нелинейного набег фазы в этом плече, либо фотон пройдет оба плеча, нелинейные фазовые набег в которых

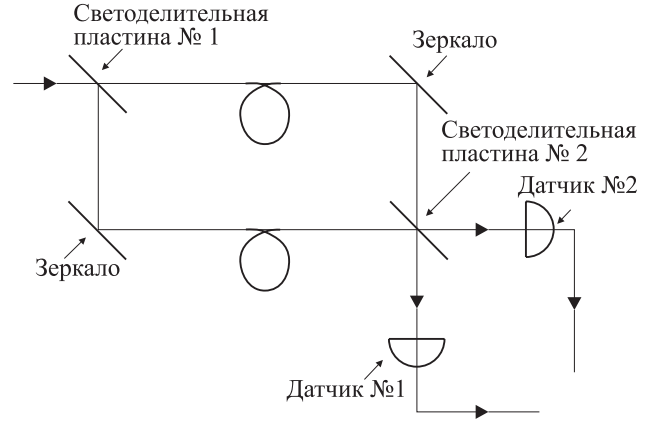


Рис. 2. Схема интерферометра Маха-Цендера с идентичными нелинейными волокнами в каналах

будут одинаковы, так что разность фаз не изменится. В последнем случае мы увидим появление фотона лишь на одном из выходов интерферометра.

Входную монохроматическую моду в фоковском состоянии $|1\rangle$ будем описывать оператором уничтожения фотона \hat{a}_1 , а вакуумную моду $|0\rangle$ на втором входе — оператором \hat{a}_0 . После первого 50%-го светоделителя также рассматриваем две моды, описываемые операторами \hat{a}_2 , \hat{a}_3 в представлении Гейзенберга:

$$\hat{a}_2 = \frac{\hat{a}_1 + \hat{a}_0}{\sqrt{2}}, \quad \hat{a}_3 = \frac{\hat{a}_1 - \hat{a}_0}{\sqrt{2}}. \quad (4)$$

Далее учитываем действие керровской нелинейности. Устойчивое поперечное распределение интенсивности в кварцевых волокнах можно рассматривать как моду излучения, а сам четырехфотонный процесс описывать одномодовым гамильтонианом (напр., [13] и цит. лит.):

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \chi^{(3)} \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a} \hat{a}, \quad (5)$$

где $\chi^{(3)}$ — коэффициент кубической нелинейности, пронормированный по числу фотонов. Нелинейный отклик полагаем мгновенным.

Соответствующий оператор эволюции квантового состояния в представлении Шрёдингера равен

$$\hat{U} = \hat{I} \exp\left(-i \frac{\bar{\chi}}{2} \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{a} \hat{a}\right) = \hat{I} \exp\left(-i \frac{\bar{\chi}}{2} \hat{n}(\hat{n} - 1)\right), \quad (6)$$

где $\bar{\chi} = \chi^{(3)} t$, а время эволюции t связано с длиной волокна $l = vt$, v — скорость распространения моды в волокне, $\hat{n}(t)$ — оператор числа фотонов.

В представлении Гейзенберга оператор уничтожения фотона моды поля подчиняется уравнению $i\hbar \frac{d\hat{a}}{dt} = [\hat{a}, \hat{H}]$, откуда $\hat{a}(t) = e^{-i\bar{\chi}\hat{a}^+(0)\hat{a}(0)} \hat{a}(0)$, а в нашем случае

$$\hat{a}'_2 = e^{-i\bar{\chi}\hat{a}_2^+ \hat{a}_2} \hat{a}_2, \quad \hat{a}'_3 = e^{-i\bar{\chi}\hat{a}_3^+ \hat{a}_3} \hat{a}_3. \quad (7)$$

Соответственно две выходные моды интерферометра

$$\hat{a}'_0 = \frac{\hat{a}'_2 - \hat{a}'_3}{\sqrt{2}}, \quad \hat{a}'_1 = \frac{\hat{a}'_2 + \hat{a}'_3}{\sqrt{2}}. \quad (8)$$

Найдем средние значения чисел фотонов на выходах интерферометра:

$$\langle \hat{n}_0 \rangle \equiv \langle \hat{a}_0'^+ \hat{a}_0' \rangle = 0, \quad \langle \hat{n}_1 \rangle \equiv \langle \hat{a}_1'^+ \hat{a}_1' \rangle = 1. \quad (9)$$

Итак, мы наблюдаем интерференцию с нулевой разностью фаз, значит, фотон пребывает в обоих каналах одновременно.

2. Стоячая волна

Одиночный фотон в плоской монохроматической моде, строго говоря, имеет бесконечную длину. Что мешает ему интерферировать самому с собой, например после нормального падения и отражения от идеального отражающего зеркала, как на рис. 3, а [30]?

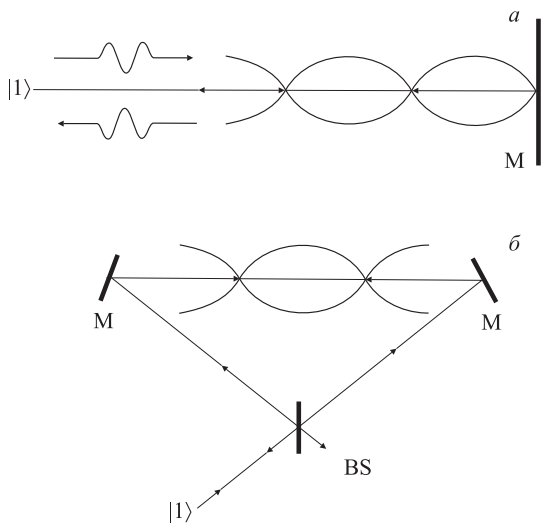


Рис. 3. Стоячая волна, образуемая «однофотонным волновым пакетом»: а — при нормальном отражении от зеркала М; б — фотон образует стоячую волну, симметричную относительно отражающих зеркал М, при помощи 50%-го светоделиителя BS

Как указывалось выше, классическое описание линейной системы до момента усреднения по квантовому состоянию системы не отличается от квантового. Итак, в случае плоских фронтов одиночный фотон окажется «размазанным» по неподвижной стоячей волне. Значит ли это, что он «летит» до плоского зеркала, а потом, отразившись, — назад? Очевидно, нет, ибо он присутствует во всей стоячей волне. Следовательно, измерение месторасположения фотона фотодетектором как раз и визуализирует его, поскольку до измерения он не имел определенной координаты. Итак, мы опять приходим к выводу об отсутствии определенного значения измеряемой величины до момента измерения.

Стоячую волну можно сформировать и в резонаторе с той лишь оговоркой, что в резонаторе стоячую волну образует не плоская мода, а мода (или моды) резонатора.

Зарегистрировать фотон квадратичным детектором, реагирующим на квадрат амплитуды электрического поля, в узлах стоячей волны невозможно,

поскольку она нулевая. Но у фотона имеется, помимо электрической, еще и магнитная составляющая. Присутствие магнитной составляющей в узлах стоячей волны можно обнаружить следующим образом. Если пронизывать стоячую волну поперек пучком электронов, то в узлах они отклоняться не будут, поскольку там нет на них импульсного воздействия фотона. Можно также попробовать «рассмотреть» рентгеновскую стоячую волну электронным микроскопом. Уменьшение отклонения электронов в узлах должно быть заметно. Но если электроны будут релятивистскими, то они отклонятся даже в узлах стоячей волны за счет силы Лоренца, действующей в присутствии магнитной составляющей. Наверное, это был бы интересный эксперимент.

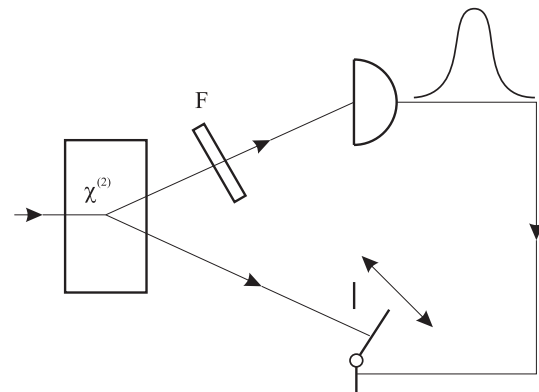


Рис. 4. Схема приготовления однофотонного состояния: один из фотонов коррелированной пары (верхний) регистрируется детектором, по электронному сигналу которого открывается затвор, пропускающий второй фотон коррелированной фотонной пары, который, разумеется, должен поступить на затвор с задержкой. Затем затвор снова быстро закрывается. Ширина полосы приготовленного фотона определяется полосой пропускания спектрального фильтра F, поскольку сумма частот фотонной пары строго равна частоте монохроматической накачки

Конечно, монохроматических мод во Вселенной не бывает. Но всегда можно сформировать достаточно узкополосный «однофотонный волновой пакет», который будет иметь некоторую длину когерентности, требуемую для наблюдения интерференции в течении какого-то промежутка времени. Правда, стоячая волна в этом случае уже не будет одномодовой и статической, которая, впрочем, является упрощенной идеализацией. Такие состояния — однофотонные волновые пакеты — приготавливаются при помощи специального устройства, включающего в себя нелинейный параметрический преобразователь света. Описанию схемы этого устройства и посвящен следующий раздел (рис. 4).

3. Приготовление однофотонного состояния

Прекрасный способ приготовления однофотонного состояния впервые предложил Д. Н. Клышко [31] с использованием параметрического рассеяния

света. Его схема представлена на рис. 4. Первый эксперимент осуществили С. К. Hong и L. Mandel [32].

Параметрическое преобразование света представляет собой процесс рождения фотонных пар в прозрачной среде с квадратичной нелинейностью под действием монохроматической накачки с частотой ω_p . При этом генерируются два пучка излучения — сигнальный (s) и холостой (i), частоты которых связаны соотношением $\omega_p = \omega_s + \omega_i$.

Мощность лазера накачки подбирается небольшой, чтобы рождение фотонных пар в ходе параметрического рассеяния происходило достаточно редко, иначе они будут накладываться друг на друга. Чтобы отсеять «пропущенные» детектором пары и всевозможные посторонние засветки, во втором канале схемы на рис. 4 ставится затвор, пропускающий лишь фотон зарегистрированной детектором пары. После затвора гарантировано имеем одиночный фотон в известный момент (точнее промежуток) времени появления импульса фотоотсчета и в определенной области пространства (сразу за затвором). Его коллимируем и направляем на вход рассмотренных выше интерференционных схем.

Спектральный фильтр F установлен для того, чтобы сформировать однофотонный волновой пакет требуемой длины когерентности, равной обратной ширине пропускания фильтра. Дело в том, что сумма частот фотонов коррелированной пары строго равна частоте монохроматической накачки, следовательно, ширины полос сигнального и холостого пучков равны. Итак, уменьшая ширину спектрального фильтра F , мы получаем увеличение длины когерентности приготовленного однофотонного волнового пакета.

4. Трехлучевая интерференция

Наряду с обычными двухлучевыми интерферометрами, в частности рассмотренными выше, бывают и интерферометры, в которых складывается множество пучков с различными амплитудами. Это, например, интерферометры или резонаторы Фабри–Перо с плоскими параллельными зеркалами, или многолучевые интерферометры с зеркалами другой формы. Их преимущество по отношению к двухлучевым состоит в том, что они более чувствительны

к фазовым задержкам. Здесь же мы рассмотрим трехлучевую интерферометр, представляющий не столько практический, сколько эвристический интерес, поскольку он позволяет проанализировать специфические и в то же время фундаментальные особенности квантовой теории вообще и теории квантовых измерений в частности. Его схема представлена на рис. 5 [4, 30].

Пучок света с частотой ω_p в прозрачном нелинейном кристалле в ходе параметрического рассеяния порождает два пучка излучения — сигнальный (s) и холостой (i). Взаимодействие по пространству невырожденное: пучки неколлинеарны. Поскольку эффективность параметрического преобразования мала, порядка 10^{-8} – 10^{-7} , основная доля излучения проходит через прозрачный кристалл, на выходе которого три пучка, в простейшем случае три моды: p , s и i . Далее во все три компоненты поля вносятся регулируемые фазовые сдвиги Φ_p , Φ_s и Φ_i , после чего они вновь взаимодействуют во втором, точно таком же нелинейном кристалле. Он осуществляет обратное преобразование сигнального и холостого пучков в излучение на частоте накачки ω_p и прямое преобразование прошедшей первый кристалл накачки. Детекторы на выходе оптической схемы регистрируют фотоотсчеты всех трех пучков.

Вернемся к параметрическому рассеянию. С небольшой вероятностью (порядка 10^{-8} – 10^{-7}) фотон накачки (p) исчезает, что описывается оператором уничтожения фотона \hat{a}_p , а вместо него рождаются сигнальный (s) и холостой (i) фотоны, описываемые соответственно операторами рождения \hat{a}_s^+ и \hat{a}_i^+ . Итак, если оператором $\hat{a}_p\hat{a}_s^+\hat{a}_i^+$ подействовать слева на однофотонное состояние накачки $|1\rangle_p$ и вакуумные состояния сигнальной и холостой мод $|0\rangle_s|0\rangle_i$, то получим коррелированную фотонную пару:

$$\hat{a}_p\hat{a}_s^+\hat{a}_i^+|1\rangle_p|0\rangle_s|0\rangle_i = |0\rangle_p|1\rangle_s|1\rangle_i. \quad (10)$$

Здесь имеются в виду три плоские монохроматические моды излучения.

Эти простые соображения поясняют структуру трехмодового эффективного гамильтониана взаимо-

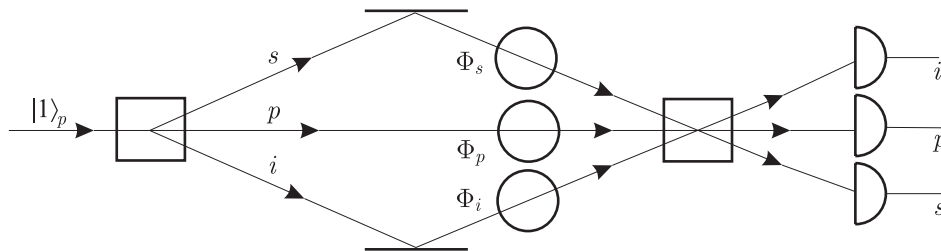


Рис. 5. Схема интерференционного эксперимента, доказывающего априорное несуществование определенного числа фотонов в поле между двумя нелинейными кристаллами, изображенными в виде квадратиков. На вход подаются единичные фотоны $|1\rangle_p$ на частоте ω_p . Вероятность фотоотсчетов на детекторах i или s пропорциональна $1 + \cos(\Phi_s + \Phi_i - \Phi_p)$, что свидетельствует об одновременном присутствии излучения во всех трех каналах. Но энергии одного входного фотона достаточно лишь на половину энергии трех фотонов

действия процесса параметрического рассеяния:

$$\hat{H} \propto \frac{i\hbar\chi^{(2)}}{2}\hat{a}_p\hat{a}_s^+\hat{a}_i^+ + \text{H.c.}, \quad (11)$$

где $\chi^{(2)}$ — квадратичная нелинейность, а эрмитово сопряженный оператор

$$\text{H.c.} = -\frac{i\hbar\chi^{(2)}}{2}\hat{a}_p^+\hat{a}_s\hat{a}_i \quad (12)$$

описывает обратный параметрическому рассеянию процесс: рождение фотона накачки при одновременном исчезновении сигнального и холостого фотонов, который также возможен.

Эффективный трехмодовый гамильтониан взаимодействия параметрического рассеяния (11) позволяет предположить, что в случае однофотонного состояния накачки точное решение уравнения Шрёдингера

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle = \hat{H}|\psi(t)\rangle \quad (13)$$

следует искать в виде

$$|\psi(t)\rangle = \alpha(t)|1\rangle_p|0\rangle_s|0\rangle_i + \beta(t)|0\rangle_p|1\rangle_s|1\rangle_i. \quad (14)$$

Действительно, если на входе кристалла один фотон накачки $|1\rangle_p$ и вакуум на сигнальной и холостой модах ($|0\rangle_s$ и $|0\rangle_i$), то либо этот фотон «развалится» на сигнальный и холостой ($|1\rangle_s$ и $|1\rangle_i$), а в накачке появится вакуум $|0\rangle_p$, либо все останется по-прежнему. Других альтернатив нет. При этом $\alpha(0) = 1$, а $\beta(0) = 0$. Те же соображения справедливы и для обратного преобразования во втором кристалле с той лишь разницей, что $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ в нем могут иметь другие начальные условия, но в любом случае

$$|\alpha(t)|^2 + |\beta(t)|^2 = 1, \quad (15)$$

иначе не будет выполняться условие нормировки для вектора состояния (14):

$$\langle\psi(t)|\psi(t)\rangle = 1.$$

Обратим внимание на то, что вектор состояния (14) не факторизуется:

$$|\psi(t)\rangle \neq |\psi(t)\rangle_p|\psi(t)\rangle_s|\psi(t)\rangle_i, \quad (16)$$

т.е. оно является типично запутанным (entangle) состоянием.

Чтобы убедиться в справедливости решения (14), подставим его в уравнение Шрёдингера (13):

$$i\hbar(\dot{\alpha}|100\rangle + \dot{\beta}|011\rangle) = i\hbar\frac{\chi^{(2)}}{2}(\alpha|011\rangle - \beta|100\rangle), \quad (17)$$

где $|100\rangle = |1\rangle_p|0\rangle_s|0\rangle_i$, а $|011\rangle = |0\rangle_p|1\rangle_s|1\rangle_i$, откуда

$$\begin{cases} \dot{\alpha} = -\frac{\chi^{(2)}}{2}\beta, \\ \dot{\beta} = \frac{\chi^{(2)}}{2}\alpha. \end{cases} \quad (18)$$

Решение этой линейной системы дифференциальных уравнений удобно представить в матричной форме

$$\begin{pmatrix} \alpha(t) \\ \beta(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Gamma & -\sin \Gamma \\ \sin \Gamma & \cos \Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha(0) \\ \beta(0) \end{pmatrix}, \quad (19)$$

где $\Gamma = \frac{\chi^{(2)}}{2}t$, а время взаимодействия t определяется временем пролета фотона через нелинейный кристалл. При этом предполагается, что для выбранных направлений распространения мод в кристалле выполняется условие фазового синхронизма, т.е. все три моды распространяются синхронно при выполнении закона сохранения импульса.

Матрица преобразования состояния поля в кристалле, таким образом, равна

$$D(\Gamma) = \begin{pmatrix} \cos \Gamma & -\sin \Gamma \\ \sin \Gamma & \cos \Gamma \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Перейдем к описанию фазовых задержек в модах. Оператор сдвига фазы моды равен (напр., [13])

$$\hat{U}_\theta = \exp(-i\theta\hat{n}),$$

где $\hat{n} = \hat{a}^+\hat{a}$ — оператор числа фотонов в моде, а θ — фазовая задержка. Поскольку в каждой моде у нас либо один, либо ноль фотонов, оператор \hat{n} для своего собственного состояния превращается в С-число, соответственно 1 или 0. Следовательно, компоненту $|100\rangle$ нужно домножить на $e^{-i\Phi_p}$. Аналогично вторую компоненту $|011\rangle$ домножаем на $e^{-i(\Phi_s+\Phi_i)}$. Матрица преобразования при этом будет диагональной:

$$D(\Phi) = \begin{pmatrix} e^{-i\Phi_p} & 0 \\ 0 & e^{-i(\Phi_s+\Phi_i)} \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Итак, общее действие оптической системы интерферометра на рис. 5 описывается матрицей

$$D = D(\Gamma_2)D(\Phi)D(\Gamma_1), \quad (22)$$

где индексы «1» и «2» относятся соответственно к первому и второму нелинейным кристаллам.

Поскольку в исходном состоянии

$$\begin{pmatrix} \alpha(0) \\ \beta(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (23)$$

на выходе второго нелинейного кристалла будет состояние (14) с

$$\alpha(t) = e^{-i\Phi_p} \cos \Gamma_1 \cos \Gamma_2 - e^{-i(\Phi_s+\Phi_i)} \sin \Gamma_1 \sin \Gamma_2, \quad (24)$$

$$\beta(t) = e^{-i\Phi_p} \cos \Gamma_1 \cos \Gamma_2 + e^{-i(\Phi_s+\Phi_i)} \sin \Gamma_1 \cos \Gamma_2. \quad (25)$$

Вероятности срабатывания идеальных детекторов в каналах равны

$$P_p = \langle\psi(t)|\hat{a}_p^+\hat{a}_p|\psi(t)\rangle = \langle\psi(t)|\hat{n}_p|\psi(t)\rangle = |\alpha(t)|^2, \quad (26)$$

$$P_s = P_i = \langle\psi(t)|\hat{a}_s^+\hat{a}_s|\psi(t)\rangle = \langle\psi(t)|\hat{a}_i^+\hat{a}_i|\psi(t)\rangle = |\beta(t)|^2. \quad (27)$$

Итак, согласно (24), (25)

$$P_p = C_p(1 + v_p \cos \Phi), \quad (28)$$

$$P_s = P_i = C_s(1 + v_s \cos \Phi), \quad (29)$$

где так называемая *видность интерференции*

$$v_p = \frac{2 \sin \Gamma_1 \sin \Gamma_2 \cos \Gamma_1 \cos \Gamma_2}{\sin^2 \Gamma_1 \sin^2 \Gamma_2 + \cos^2 \Gamma_1 \cos^2 \Gamma_2} = \frac{2}{\operatorname{tg} \Gamma_1 \operatorname{tg} \Gamma_2 + \operatorname{ctg} \Gamma_1 \operatorname{ctg} \Gamma_2}, \quad (30)$$

$$v_s = \frac{2 \sin \Gamma_1 \sin \Gamma_2 \cos \Gamma_1 \cos \Gamma_2}{\sin^2 \Gamma_1 \cos^2 \Gamma_2 + \cos^2 \Gamma_1 \sin^2 \Gamma_2} = \frac{2}{\operatorname{tg} \Gamma_1 \operatorname{ctg} \Gamma_2 + \operatorname{ctg} \Gamma_1 \operatorname{tg} \Gamma_2}, \quad (31)$$

фаза интерференции

$$\Phi = \Phi_a + \Phi_b - \Phi_c, \quad (32)$$

а коэффициенты C_p и C_s равны

$$C_p = \sin^2 \Gamma_1 \sin^2 \Gamma_2 + \cos^2 \Gamma_1 \cos^2 \Gamma_2, \quad (33)$$

$$C_s = \sin^2 \Gamma_1 \cos^2 \Gamma_2 + \cos^2 \Gamma_1 \sin^2 \Gamma_2. \quad (34)$$

Итак, вероятности обнаружения фотонов в каналах описываются гармоническими зависимостями (28) и (29) от фазы (32), включающей фазовые задержки во всех трех каналах. Поэтому их можно назвать интерференционными зависимостями, а само явление — *интерференцией третьего порядка*, или *трехлучевой интерференцией*.

Максимальный контраст интерференционной картины, т. е. максимальный перепад между интерференционным минимумом и максимумом будет при единичной видимости v . В каналах s и i это очень легко достижимо: достаточно взять одинаковые нелинейные кристаллы с $\Gamma_1 = \Gamma_2$. Тогда, согласно (31), $v_s = 1$. В канале накачки p — сложнее, ибо $v_p = 1$ при $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \pi/4$, что требует очень высокой эффективности параметрического взаимодействия, вряд ли возможной при однофотонной накачке.

Для наблюдения интерференционного эффекта в принципе достаточно и одного детектора, например в канале s . При этом единичная видность будет и в случае малой эффективности параметрического преобразования, т. е. при любых $\Gamma_1 = \Gamma_2$, в том числе и $\Gamma_1 = \Gamma_2 \ll 1$. Следовательно, рассматриваемый эксперимент вполне реально осуществим. Правда, нужно приготовить однофотонное состояние накачки. Идеальный лазер тут не поможет, поскольку даже при средней интенсивности в один фотон за время наблюдения T число зарегистрированных фотонов от реализации к реализации флуктуирует по пуассоновскому закону от нуля до четырех и выше. Поэтому снова надо использовать схему, представленную на рис. 4.

Поскольку рождение фотонных пар происходит достаточно редко, а рождение вторичных пар в нелинейных кристаллах трехлучевого интерферометра на рис. 5 — еще реже, для регистрации интерференционной зависимости (29) придется запастись достаточным терпением. Но все же это принципиально возможно. Ведь первые эксперименты по наблюдению интерференции одиночных фотонов на двух щелях подчас длились по три месяца [33], поскольку

схемы, подобной рис. 4, еще не знали, и одиночные фотоны брали от очень слабого теплового источника, настолько слабого, чтобы вероятность появления вместо одного-двух фотонов была ничтожной. Кроме того, экспериментальное осуществление каскадного параметрического приготовления троек фотонов [34] не оставляет сомнений в возможности проведения предлагаемого нами эксперимента.

Ранее экспериментаторы [35] наблюдали трехлучевую интерференцию не с одиночными фотонами на входе, а с обычным лазерным светом. Гармоническая интерференционная зависимость (29) была ими получена, правда, с видимостью $v_s = v_i$, несколько меньшей единицы. Дело в том, что очень трудно избежать всевозможных шумов в «нулях» интерференции, где $P_s = P_i = 0$. А именно эти «нули» интересны с точки зрения интерпретации эксперимента.

Попробуем интерпретировать результат (29) в рамках наглядной модели с априори определенным числом фотонов в трехмодовом поле между нелинейными кристаллами (рис. 5). Априори в данном случае означает — до момента срабатывания какого-либо из детекторов. Для простоты их квантовую эффективность η положим равной единице.

В первой серии испытаний убираем второй нелинейный кристалл, что соответствует $\Gamma_2 = 0$. При этом фазовые задержки в каналах не влияют на результаты детектирования и наблюдаются фотоотсчеты или одновременно в обоих каналах s и i , либо одиночные отсчеты в канале p . Последние, разумеется, гораздо чаще. Но никогда не будет одновременно трех фотоотчетов во всех трех каналах, поскольку энергии фотона на входе на это вдвое не хватает. Такая картина согласуется с наивным тривиальным предположением, что на выходе первого нелинейного кристалла якобы имеется попеременно то один фотон накачки $|1\rangle_p$, то пара сигнально и холостого фотонов $|1\rangle_s |1\rangle_i$.

Квантовое состояние (14) при этом интересно тем, что трехмодовое поле имеет строго определенную энергию $\hbar\omega_p$, хотя общее число фотонов

$$n_{p+s+i} = n_p + n_s + n_i \quad (35)$$

при $\alpha\beta \neq 0$ не имеет точно определенного значения:

$$\langle \psi(t) | \hat{n}_{p+s+i} | \psi(t) \rangle = |\alpha|^2 + 2|\beta|^2 = 1 + |\beta|^2, \quad (36)$$

$$\langle \psi(t) | \Delta \hat{n}_{p+s+i}^2 | \psi(t) \rangle = |\alpha\beta|^2, \quad (37)$$

т. е. дисперсия флуктуаций общего числа фотонов ненулевая. Это пока вполне согласуется с простым и наивным предположением, что в поле появляются то по одному, то одновременно по два фотона.

Перейдем к описанию второй серии испытаний.

Устанавливаем в схеме на рис. 5 второй нелинейный кристалл с $\Gamma_2 = \Gamma_1$. При этом все три фазы Φ_p , Φ_s и Φ_i влияют на вероятности фотоотчетов согласно (28), (29) и (32).

Интерференция с единичной видимостью $v_s = v_i = 1$, описываемая законом

$$P_s = P_i \propto 1 + \cos \Phi, \quad (38)$$

свидетельствует о том, что, изменяя фазовую задержку любой компоненты поля — Φ_s , Φ_p или Φ_i , можно полностью подавить фотоотсчеты при $\cos(\Phi_p - \Phi_s - \Phi_i) = -1$. Это и есть «нуль» интерференции, или интерференционный минимум. В этом случае фотоотсчетов, например, в канале s не будет.

Перекрытием свет в промежутке между нелинейными кристаллами в канале p так же, как это мы делали с интерферометром Маха–Цендера. Появляются фотоотсчеты в канале s , так как их вероятность перестает быть нулевой. Следовательно, если хотя бы в одной реализации схемы со всеми тремя открытыми каналами отсутствовало поле в канале p , вероятность фотоотсчетов в детекторе s была бы ненулевой. А она нулевая! Итак, поле в канале накачки p присутствует в *каждой* реализации. Аналогично при перекрытии света в других каналах доказывается одновременное присутствие светового поля в *каждой* реализации в каналах парных фотонов s и i . Другими словами, если бы при всех открытых каналах в каких-либо реализациях, т.е. запусках одиночного фотона накачки на вход, поле отсутствовало бы по крайней мере в одном из каналов, то вероятность фотоотсчетов на детекторе s была бы ненулевой. Значит, поле присутствует в *каждой* реализации во всех трех каналах p , s и i между нелинейными кристаллами. Но одновременное присутствие всех трех фотонов невозможно в силу закона сохранения энергии: ведь на вход интерферометра подавался всего один фотон накачки ($\beta(0) = 0$), энергия которого вдвое меньше суммарной энергии всех трех фотонов.

В изложенной аргументации есть, однако, слабое звено: в реальности, как и в упомянутом выше эксперименте [8], вряд ли возможно достичь единичной видности (контраста) и отсутствия шумового фона. Значит, интерференционных «нулей» нет. Тем не менее об одновременном присутствии поля во всех трех каналах свидетельствует сама косинусная зависимость вероятности $P_s = P_i$ (38) от суперпозиции фаз (32), подтвержденная экспериментально [8]. Действительно, если бы поле между нелинейными кристаллами (рис. 5) содержало то один, то два фотона (что дают прямые измерения) — от реализации к реализации, — то $P_s = P_i$ можно было бы представить в виде суммы двух функций, одна из которых зависела бы только от Φ_p , а вторая — от Φ_s и Φ_i . Но $\cos(\Phi_p - \Phi_s - \Phi_i)$ не допускает такого представления.

Итак, число фотонов, а в более общем случае — измеряемая величина вообще до момента измерения не имеет определенного значения, за исключением ситуации, когда объект измерения находится в собственном состоянии измеряемой величины. Суперпозиция одно- и двухфотонного состояний в схеме на рис. 5 приводит к их интерференции, что и доказывает априорное несуществование определенного

числа квантов в поле до момента измерения. Это вызывает серьезные опасения в подлинности существования фотонов вообще.

Как писал Д. Н. Клышко, «фотон является фотоном, если это зарегистрированный фотон» [36]. Источник и приемник нужно рассматривать в комплексе, не отрывая один от другого [37, с. 414]. В квантовой теории это требование, как правило, выполняется автоматически: квантовая теория предсказывает лишь результаты измерений, а измерения предполагают наличие детекторов. Поэтому детекторы всегда присутствуют в задачах. Но это и означает, что мы не можем сказать ничего определенного о том, что происходит между рождением и уничтожением фотона. Точнее, нет той физической реальности, которая не может быть измерена. В этом смысле и фотон не является физической реальностью до момента его регистрации.

5. О неопределенности фазы фотонов в фоковских состояниях

Хорошо известно, что в силу принципа неопределенностей Гейзенберга у фоковских состояний с определенным числом фотонов фаза (или ее косинус и синус, которые являются наблюдаемыми и описываются эрмитовыми операторами) полностью неопределенна. Но находится ли она в виде суперпозиции всех возможных ее значений или все же имеет какую-то неизвестную нам величину? Здесь мы вновь сталкиваемся с противопоставлением копенгагенской интерпретации нелокальной теории скрытых параметров. Как эту неопределенность фазы может трактовать нелокальная теория скрытых параметров? Только утверждая, что фаза у фотона в состоянии, например, $|1\rangle$ все же есть, но она нелокальным образом «приспосабливается» к конкретной экспериментальной ситуации, как бы заранее «зная» всю последующую историю преобразования и измерения фотона. Так можно объяснить не только нарушение неравенств Белла, но и всевозможные интерференционные квантовые эффекты. Попытаемся опровергнуть эти представления, проанализировав эффекты подавления корреляции фотоотсчетов [28] и приготовления сжатых состояний при параметрическом рассеянии света (см., напр., [29]).

Эффект подавления корреляции фотоотсчетов — удивительный и до конца непонятный, в смысле его интерпретации, феномен, демонстрирующий специфику квантовой теории. Он состоит в следующем. Если на один из входов 50%-го светоделителя подать одиночный фотон, то с вероятностью 1/2 он окажется на одном из выходов, проявляя тем самым типично корпускулярные свойства. Но что если на каждый из входов светоделителя подать по фотону одновременно? Казалось бы, с вероятностями 1/4 должны появиться по два фотона на одном из выходов, либо с вероятностью 1/2 по одному из фотонов на каждом выходе. На самом деле все не так:

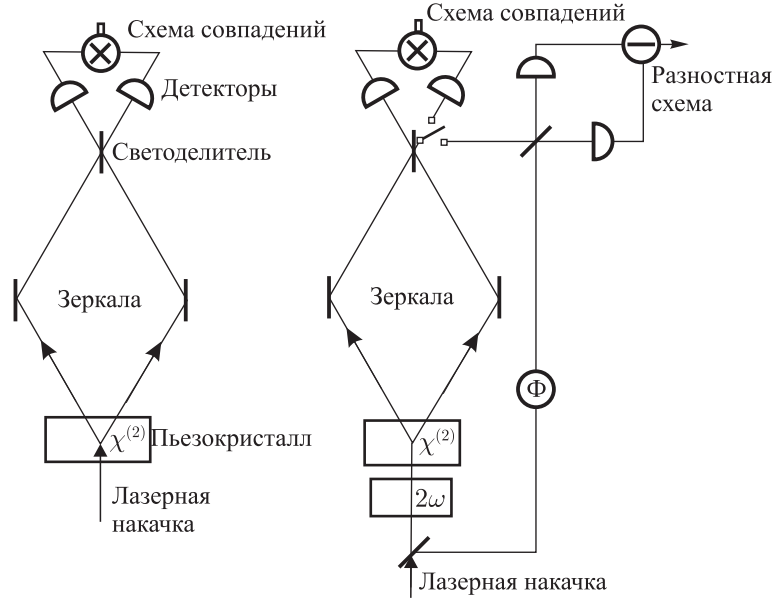


Рис. 6. Схема наблюдения эффекта подавления взаимной корреляции фотонов (слева) и одновременной регистрации сжатого состояния (справа). В нелинейном кристалле, обычно пьезокристалле, генерируются пары фотонов, которые направляются на светоделитель и детектируются. Схема совпадений регистрирует одновременное прибытие фотонов на оба детектора (слева). Вероятность таких событий нулевая. Справа с помощью схемы балансного гомодинного детектирования одновременно регистрируются флуктуации квадратурной компоненты поля. В эту схему излучение направляется переключателем режимов работы. Для согласования смешиваемых частот гомодина перед нелинейным кристаллом производится удвоение частоты лазерного излучения

вероятность второго события оказывается равной нулю, а фотоны на выходах появляются только парами. Как в этом убедиться? В эксперименте [28] сигналы с двух детекторов, установленных на выходах светоделителя и работающих в режиме одиночных фотоотчетов, направлялись на схему совпадений (рис. 6, слева). С точностью до технических шумов сигнал с последней оказывался нулевым.

Теоретически этот результат можно описать в представлении как Гейзенберга, так и Шрёдингера. В первом вводятся операторы уничтожения фотона, описывающие две входные плоские монохроматические моды, \hat{a} и \hat{b} . Операторы выходных мод в этом случае равны $\hat{c} = (\hat{a} + \hat{b})/\sqrt{2}$ и $\hat{d} = (\hat{a} - \hat{b})/\sqrt{2}$. Далее находят операторы чисел фотонов $\hat{n}_c = \hat{c}^+ \hat{c}$ и $\hat{n}_d = \hat{d}^+ \hat{d}$, а затем их корреляционную функцию $\langle \hat{n}_c \hat{n}_d \rangle$, усреднив по исходному состоянию $|1\rangle_a |1\rangle_b$. В результате получится ${}_a \langle 1 | {}_b \langle 1 | \hat{c}^+ \hat{c} \hat{d}^+ \hat{d} | 1 \rangle_b | 1 \rangle_a = 0$.

В представлении Шрёдингера надо ввести матрицу светоделителя:

$$B = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tau & -\rho \\ \rho & \tau \end{pmatrix}, \quad (39)$$

где ρ и τ — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания светоделителя соответственно, в нашем случае равные $1/\sqrt{2}$. Преобразование фокковских состояний $|n_1\rangle$, $|n_2\rangle$ на входах описывается действием оператора светоделителя [38]:

$$\hat{B}|n_1, n_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{n_1 n_2}} \sum_{k_1, k_2}^{n_1, n_2} C_{k_1}^{n_1} C_{k_2}^{n_2} B_{11}^{k_1} B_{12}^{k_2} B_{21}^{n_1 - k_1} B_{22}^{n_2 - k_2} \times \\ \times \sqrt{(k_1 + k_2)! (n_1 + n_2 - k_1 - k_2)!} \times \\ \times |k_1 + k_2, n_1 + n_2 - k_1 - k_2\rangle. \quad (40)$$

Для состояния $|1, 1\rangle$ на входе имеются два слагаемых с состояниями $|1, 1\rangle$ на выходе, но коэффициенты перед ними одинаковы и имеют противоположные знаки: $\tau^2 |1, 1\rangle - \rho^2 |1, 1\rangle$. Это означает, что на выходах такого состояния не будет.

Как интерпретировать этот результат? Кажется бы, согласно [38, с. 79], его можно расценивать как проявление корпускулярно-волнового дуализма. Действительно, с одной стороны, фотоны ведут себя как частицы, демонстрируя одиночные и двойные фотоотсчеты, а с другой — как бы интерferируют на светоделителе как волны с определенной разностью фаз. С какой? Очевидно, 0 или π , чтобы на выходах светоделителя всегда оказывалось по 2 или 0 фотонов. Итак, фактически предполагается наличие определенной разности фаз у смешиваемых на светоделителе фотонов. Иначе не будет эффекта подавления корреляции фотоотчетов. А наличие этой разности фаз как раз и является тем скрытым параметром, который полностью предопределяет исход эксперимента, т.е. мы имеем дело с теорией скрытых параметров в явном виде. Посмотрим, к каким следствиям приводит эта интерпретация.

Состояние $|1, 1\rangle$ на входе светоделителя можно получить в результате параметрического рассеяния. Но при смешении на светоделителе сигнального

и холостого пучков параметрического процесса происходит приготовление сжатых состояний света, характеризующих подавлением квантовых флуктуаций одной из квадратурных компонент поля в ущерб другой. А совместимо ли такое приготовление с предположением о том, что между сигнальным и холостым пучками всегда должна быть разность фаз 0 или π , что следует из упомянутой выше интерпретации результата эксперимента, описанного в работе [28]?

Введем операторы уничтожения фотонов сигнального и холостого пучков: \hat{a} и \hat{b} . Они описываются преобразованием Боголюбова операторов затравочных вакуумных мод \hat{a}_0 и \hat{b}_0 :

$$\hat{a} = \mu\hat{a}_0 + \nu\hat{b}_0^+, \quad \hat{b} = \mu\hat{b}_0 + \nu\hat{a}_0^+. \quad (41)$$

В одном из каналов введем фазовую задержку θ . Ясно, что на эффект подавления взаимной корреляции она никак не повлияет. Это легко следует и из вышеприведенного рассмотрения в представлении Гейзенберга. Но как фазовая задержка отразится на приготовлении сжатых состояний? Оператор уничтожения моды одного из выходов светоделителя по-прежнему обозначим $\hat{c} = (\hat{a} + \hat{b}e^{i\theta})/\sqrt{2}$. Соответственно квадратурная компонента равна $\hat{X} = (\hat{c} + \hat{c}^+)/2$. Найдем ее дисперсию:

$${}_a\langle 0 | {}_b\langle 0 | \hat{X}^2 | 0 \rangle_b | 0 \rangle_a = (2 + \mu\nu e^{i\theta} + \mu^* \nu^* e^{-i\theta})/8 = (1 + \mu\nu \cos \theta)/4 \quad (42)$$

при действительных μ и ν . Здесь усреднение произведено по вакуумным состояниям исходных затравочных мод и использовано $|\mu|^2 + |\nu|^2 = 1$, следующие из коммутационных соотношений $[\hat{a}, \hat{a}^+] = [\hat{b}, \hat{b}^+] = 1$.

Итак, мы получили, что эффект сжатия существенно зависит от фазы θ . Это и понятно, ведь на одном выходе светоделителя — свет в сжатом состоянии, а на другом — наоборот, с увеличенной дисперсией квадратуры, что соответствует изменению фазы на π . Но совместимо ли это с предположением, что разность фаз сигнального и холостого пучков с вероятностью 1/2 осциллирует, принимая значения 0 или π ? Очевидно, нет, поскольку в этом случае при усреднении эффект сжатия полностью бы исчез. А он зафиксирован экспериментально в [40] и др. Итак, основная посылка о наличии определенной разности фаз фотонов приводит к логическому противоречию, свидетельствующему о ее неадекватности.

Несмотря на абсолютную ясность и прозрачность полученного результата, трактовка его может быть осуществлена с противоположных взаимоисключающих представлений. С точки зрения копенгагенской интерпретации конкретных значений разности фаз (ее синуса и косинуса) действительно априорно не существует. Но нелокальная теория скрытых параметров вполне может справиться с рассматриваемой

ситуацией и со своих позиций. Действительно, если существует мгновенная нелокальная связь между всеми участвующими в эксперименте объектами, а также между результатами измерений, то разность фаз фотонов запутанной пары может иметь вполне конкретные значения, причем такие, которые соответствовали бы получаемому результату эксперимента. Чтобы показать неадекватность такой интерпретации, модернизируем экспериментальную схему.

Введем в схеме эксперимента переключатель режимов (на рис. 6, справа), который изменяет прямое детектирование правого детектора на балансное гомодинирование. Последнее регистрирует флуктуации квадратурной компоненты поля (напр., [29] и цит. лит.), и если их уровень ниже уровня вакуумного состояния, то можно констатировать приготовление сжатого состояния. В первой фазе эксперимента, наряду с фиксацией эффекта подавления взаимной корреляции фотонов, регистрируем скорость фотоотчетов каждого из фотодетекторов. Затем переключаем схему во второй режим, когда наблюдается сжатое состояние. Если при этом разность фаз между фотонами изменилась со скачков 0 или π на постоянную разность фаз, что абсолютно необходимо для приготовления сжатого состояния, то должна измениться и скорость фотоотчетов в левом детекторе, поскольку при фиксированной фазе 0 или π фотоотчетов либо не будет вообще, либо их станет вдвое больше. Вряд ли такое произойдет. Совершенно понятно, что скорость фотоотчетов не изменится, поскольку, изменяя условия регистрации излучения, выходящего из одного канала светоделителя, невозможно повлиять на результаты регистрации в другом. Это просто следует из принципа причинности и элементарных квантовых расчетов. Более того, если бы такое было возможно, тут же можно было бы сконструировать систему мгновенной передачи информации от одного экспериментатора (с переключателем режимов работы) к другому (с левым детектором). Итак, *никакая* конкретная разность фаз между фотонами описать результат наблюдений по схеме на рис. 6 не может. А это означает лишь только то, что ее просто не существует. А это, в свою очередь, никак не укладывается в рамки *никакой* теории скрытых параметров, в том числе и нелокальной, именно за счет взаимоисключающего характера наблюдаемых эффектов при конкретной разности фаз. Ведь отсутствие определенного значения измеряемой величины априори означает то, что эта величина находится в состоянии квантовой суперпозиции всех возможных значений. Но любые теории скрытых параметров этого факта — квантовой суперпозиции — как раз и не признают. Они сосредоточены вокруг любых альтернатив, пытающихся объяснить результаты квантовых экспериментов без привлечения явления квантовой суперпозиции.

Итак, разность фаз коррелированной фотонной пары действительно не имеет определенного значения, но находится в суперпозиции всех ее возможных величин от 0 до 2π . Как же тогда интерпретировать эффект подавления взаимной корреляции фотоотчетов, если ни определенной фазы одиночных фотонов, ни их разности фаз не существует? По-видимому, дело в том, что, согласно фейнмановской интерпретации квантовой теории [41], интерферируют не фотоны, а их альтернативные траектории. Действительно, как формируется состояние $|1, 1\rangle$ на выходе светоделителя? Двумя способами: либо оба фотона проходят светоделитель, либо оба отражаются. Но в последнем случае за счет того, что один из фотонов отражается от более плотной среды, он приобретает фазовый набег π (см. также [42]). Оператор фазового набегу $\hat{U}_\theta = e^{-i\theta\hat{n}}$ переводит состояние $|1, 1\rangle$ в состояние $-|1, 1\rangle$. Таким образом, обе возможные альтернативные траектории деструктивным образом интерферируют, подавляя взаимные корреляции. Этот простой и наглядный подход позволяет решать и более сложные задачи, связанные с преобразованием фоковских состояний светоделителем, не пользуясь сложным и громоздким оператором светоделителя (40).

Полученный здесь результат важен еще и потому, что отсутствие определенных значений измеряемых величин до момента измерения является фундаментальным выводом квантовой теории в копенгагенской интерпретации. Известные до сих пор экспериментальные доказательства этого факта можно оспорить привлечением якобы неизвестных нам видов нелокальных взаимодействий, не ограниченных какими-либо областями светового конуса, а соответственно и скоростью света. Это, во-первых, интерпретация Д. Бома [43] и следующие за ней различные виды нелокальных теорий скрытых параметров (напр., [20–23, 44]), которые на чисто формальном языке могут объяснить как нарушение неравенств Белла, так и многочисленные квантовые парадоксы. Например, интерференцию одиночных фотонов на двухщелевом экране Юнга трактовать как нелокальное «знание» фотона, проходящего через одну щель, о существовании другой. В описанном же здесь эксперименте для опровержения подобного рода утверждений имеются веские основания. Никакое нелокальное «знание» фотона о его будущей судьбе не может объяснить неизменности скорости фотоотчетов на левом детекторе. Таким образом, отсутствие определенного значения разности фаз одиночных фотонов никак не может быть оспорено какой-либо гипотезой нелокального взаимодействия, не доходящей до полного абсурда. Это существенно сужает круг возможных интерпретаций квантовой теории, конечно, не сводя их только к копенгагенской. Адекватное объяснение может дать и реляционная парадигма (напр., [45, 46] и цит. лит.)

Заключение

Эксперименты по наблюдению интерференции одиночного фотона показывают, что представление о фотоне как о летящей в пространстве частице по крайней мере наивно. Квантованное электромагнитное поле в *некоторых* проявлениях (взаимодействие с другими объектами — поглощение, излучение, рассеяние) ведет себя как частицы — фотоны, а в других проявлениях (распространение, интерференция и т. п.) — как поле.

Конечно же, было бы неразумно сомневаться в физической реальности фотонов. Но хотелось бы только лишний раз подчеркнуть странное поведение этих квантовых объектов и, по-видимому, невозможность их наглядного модельного представления, т. е. исчерпывающего объяснения характера их поведения в виде *модельной* физической реальности. В этой связи хотелось бы подчеркнуть, вопреки существующему предубеждению, что электрическое поле не может быть аналогом волновой функции, поскольку первое представляет собой физическую величину, которую можно непосредственно измерить, а вторая — некую информационную характеристику, выявление которой требует множества экспериментальных реализаций и проведения процедуры квантовой томографии [13, 38]. Это отличие особенно ярко проявляется в однофотонной стоячей волне: электрическая составляющая поля в узлах нулевая, но значит ли это, что фотона там нет? Отнюдь. Ведь в узлах имеется магнитная составляющая, присутствие которой может быть обнаружено пронизывающими узлы релятивистскими электронами. Итак, пространственное распределение фотона в стоячей волне радикальным образом отличается от пространственного распределения электрического поля.

Подчеркнем также, что в квантовых измерениях отсутствие определенных значений измеряемых величин априори можно, таким образом, считать экспериментально доказанным фактом.

Список литературы

1. Taylor G.I. // Proc. Camb. Phil. Soc. 1909. **15**. P. 114.
2. Фриш О. // УФН. 1966. **90**. С. 379.
3. Белинский А.В. // УФН. 2003. **173**, № 8. С. 905.
4. Belinsky A.V., Klyshko D.N. // Laser Phys. 1996. **6**. P. 1082.
5. Bell J.S. // Physics 1964. **1**. P. 198.
6. Einstein A., Podolsky B., Rosen N. // Phys. Rev. 1935. **47**. P. 777.
7. Hensen B., Bernien H., Dre'au A.E. et al. // Nature. 2015.
8. Giustina M., Versteegh M. A.M., Wengerowsky S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. **115**. P. 250401.
9. Aspect A., Grangier P., Roger G. // Phys. Rev. Lett. 1981. **47**. P. 460; 1982. **49**. P. 91.
10. Aspect A., Dalibar J., Roger G. // Phys. Rev. Lett. 1982. **49**. P. 1804.
11. Aspect A. The naive view of an experimentalist Springer, 2002.

12. *Белинский А.В.* // Оптика и спектр. 2004. **96**. С. 732. (*Belinsky A.V.* // Optics and Spectroscopy. 2004. **96**, N 5. P. 665.)
13. *Белинский А.В.* Квантовые измерения. М.: Бином, 2008.
14. *Белинский А.В., Клышко Д.Н.* // УФН. 1993. **163**, № 8. С. 1. (*Belinsky A.V., Klyshko D.N.* // Physics Uspekhi. 1993. **36**. P. 653.)
15. *Евдокимов Н.В., Клышко Д.Н., Комолов В.П., Ярочкин В.А.* // УФН. 1996. **166**, № 1. С. 91. (*Evdokimov N.V., Klyshko D.N., Komolov V.P., Yarochkin V.A.* // Physics Uspekhi. 1996. **39**. P. 83.)
16. *Hessmo B., Usachev P., Heydar H., Björk G.* // Phys. Rev. Lett. 2004. **92**. P. 180401.
17. *Babichev S.A., Appel J., Lvovsky A.I.* // Phys. Rev. Lett. 2004. **92**. P. 193601.
18. *Fuwa M., Takeda S., Zwiernik M.* et al. // Nature Communications. 2015. **6**. P. 6665.
19. *Белинский А.В., Жуковский А.К.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2016. № 3. С. 34. (*Belinsky A.V., Zhukovskiy A.K.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 2016. **71**. P. 253.)
20. *Leggett A.J.* // Fund. of Phys. 2003. **33**. P. 1469.
21. *Aspelmeyer M., Zeilinger A.* // Physics World. July 2008. P. 22.
22. *Knee G.C., Kakuyanagi K., Yeh M.-C.* et al. A strict experimental test of macroscopic realism in a superconducting flux qubit. ArXiv: 1601.03728v2 [quant-ph] 15 Jan 2016.
23. *Groblacher S., Paterek T., Kaltenbaek R.* et al. // Nature. 2007. **446**. P. 871.
24. *Braniciard C., Ling A., Gisin N.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. **99**. P. 210407.
25. *Jacques V., Wu E., Grosshans F.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. **93**(20). P. 203307.
26. *Paterek T., Fedrizzi A., Groblacher S.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. **99**. P. 210406.
27. *Suarez A.* // Nature 2007. **446**. P. 871.
28. *Hong C.K., Ou Z.Y., Mandel L.* // Phys. Rev. Lett. 1987. **59**. P. 2044.
29. *Ахманов С.А., Ахмедиев Н.Н., Белинский А.В.* и др. Новые физические принципы оптической обработки информации. М.: Наука, 1990. Гл. 3.
30. *Белинский А.В., Лапшин В.Б.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2016. № 3. С. 39. (*Belinsky A.V., Lapshin V.B.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 2016. **71**. P. 258.)
31. *Клышко Д.Н.* // Квантовая электроника. 1977. **4**. С. 1056.
32. *Hong C.K., Mandel L.* // Phys. Rev. Lett. 1986. **56**. P. 58.
33. *Taylor G.I.* // Proc. Camb. Phil. Soc. 1909. **15**. P. 114.
34. *Hubel H., Hamel D.R., Fedrizzi A.* et al. // Nature. 2010. 466. P. 601.
35. *Burlakov A.V., Chekhova M.V., Klyshko D.N.* et al. // Phys. Rev. 1997. **A56**. P. 3214.
36. *Клышко Д.Н.* // УФН. 1994. **164**. С. 1187. (*Klyshko D.N.* // Phys. Usp. 1994. **37**. P. 1097.)
37. *Матвеев А.Н.* Атомная физика. М., 1989.
38. *Leonhardt U.* Measuring the Quantum State of Light. Cambridge University Press, 1997. P. 79.
39. *Клышко Д.Н.* Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980. (*Klyshko D.N.* Photons and Nonlinear Optics. CRC Press, 1988.)
40. *Slusher R.E., Hollberg L.W., Yurke B.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. **55**. P. 2409.
41. *Feynman R.P., Hibbs A.R.* Quantum Mechanics and Path Integration. McGraw-Hill, 1965.
42. *Mandel L., Wolf E.* Optical Coherence and Quantum Optics. Cambridge University Press, 1995. Ch. 12.12.2.
43. *Bohm D.* // Phys. Rev. 1952. **85**. P. 166.
44. *Ефремов Ю.С.* Квантовая механика. Москва; Берлин: Директ-медиа, 2015.
45. *Belinsky A.V.* // Laser Physics. 2002. **12**. P. 939.
46. *Белинский А.В., Владимиров Ю.С.* // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2016. № 1. С. 32.

Light interference and the absence of definite values of measured quantities a priori

A. V. Belinsky

Department of Computer Modeling and Informatics; Department of Physics of the Earth, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: belinsky@inbox.ru.

The peculiarities of the behavior of photons in various experimental situations are considered. Variants of double-beam interference of a single photon and the possibility of forming a standing wave by this photon are analyzed; three-beam interference is also discussed. The effects observed in this case prove the absence of particular values of the measured quantities up to the moment of measurement; in the latter case, the number of photons in the field does not a priori have a certain value, in spite of the fact that the system is in the energy state. An experiment is also considered that proves the absence of a certain phase and the phase difference of photons in the Fock state, which makes it possible to treat different types of theories of hidden parameters, including nonlocal ones, more critically.

Keywords: interpretation of quantum theory, interference of a single photon, quantum measurements.

PACS: 03.65.Ud, 42.50.St.

Received 25 June 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2017. **72**, No. 3. Pp. 224–235.

Сведения об авторе

Белинский Александр Витальевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел: (495) 939-41-78, e-mail: belinsky@inbox.ru.