Особенности интерференции фотонов и других квантовых частиц

А. В. Белинский[1,a], В. Б. Лапшин[2]

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

Статья поступила 28.11.2015, подписана в печать 25.01.2016.

Рассматриваются особенности поведения квантовых частиц в различных экспериментальных ситуациях. Рассмотрены варианты двухлучевой интерференции одиночного фотона и других квантовых частиц, а также возможности формирования ими «стоячей» и «бегущей волны» с интерференционными минимумами — «мертвыми» зонами на пути их распространения. Также рассмотрена определенного рода телепортация квантовых частиц в нетрадиционно понимаемом смысле этого слова, когда элементарные частицы преодолевают области пространства, где они не могут находиться, точнее границы, на которых вероятность их нахождения равна нулю. На этих границах импульсное воздействие частиц на что-либо отсутствует и они становятся как бы ненаблюдаемыми. При наблюдении же трехлучевой интерференции оказывается, что до момента фотодетектирования в световом поле одновременно должны присутствовать все три моды. Если в каждой моде присутствует фотон, то это противоречит закону сохранения энергии, что свидетельствует о том, что до момента измерения (априори) наблюдаемая величина (число фотонов в поле) не имеет какого-либо определенного значения, если, конечно, квантовая система не находится в собственном (фоковском) состоянии измеряемой величины.

Ключевые слова: квантовые частицы, квантовая запутанность, нелокальность, квантовая интерференция.

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

Введение

Гипотеза Макса Планка об излучении электромагнитных волн дискретными порциями — квантами — решила проблему «ультрафиолетовой катастрофы» как кардинальной проблемы классической электродинамики. Но что происходит в промежутке между излучением и поглощением? Казалось бы, ответ на этот вопрос дал эксперимент Комптона: пучок электронов рассеивался на рентгеновском излучении так, как будто на отдельных частицах, обладающих импульсами, соответствующими фотонам квантовой теории ($p = \hbar k$). Так что же такое фотон? Как к математическому символу к $|1\rangle$ никаких претензий нет: он работает безотказно как на Земле, так и во всей Вселенной. Но как к материальной частице — возникает масса вопросов. И первый — проявление так называемой *квантовой нелокальности* (см., напр., [1, 2, 3]). Правда, эта «беда» касается не только фотонов: одиночные фермионы также интерферируют на двущелевом экране Юнга. Однако нерелятивистские фермионы можно сосчитать, поскольку в каждом квантовом состоянии находятся либо ноль, либо один фермион, и принципиально отсутствуют квантовые состояния с неопределенным числом частиц. Другое дело с фотонами: это сугубо релятивистские частицы с нулевой массой покоя и одной и той же скоростью света во всех системах отсчета. И только фоковские состояния $|n\rangle$ обладают определенным числом фотонов. Но таких состояний в природе почти не существует.

С трудом экспериментаторы научились приготавливать однофотонные и двухфотонные (бифотонные) и, наконец, трехфотонные состояния. Большинство же реально существующих световых полей не имеет определенного числа фотонов. Скажем, в когерентном состоянии со средним числом фотонов в моде $\overline{n} = 1$ в случае прямого детектирования излучения идеального лазера от реализации к реализации будет получаться различное число фотоотсчетов. Значит ли это, что в 37% случаев в поле имеется один фотон или ни одного? А в 18% — два? Еще реже — три (в 6% случаев) и совсем редко — четыре (1%)? Другими словами, существует ли определенное число фотонов в поле до момента измерения? Ортодоксальная интерпретация квантовой теории Нильса Бора утверждает, что в общем случае — нет, за исключением тех редких ситуаций, когда квантовая система находится в собственном состоянии оператора измеряемой величины, например, при измерении числа фотонов света в фоковском состоянии. Удивительный факт априорного несуществования определенного значения наблюдаемой до момента ее регистрации можно доказать экспериментально. Мы, однако, начнем наше рассмотрение со случаев интерференции одиночных частиц, которые демонстрируют странные, с точки зрения «здравого смысла», как бы исчезновения частиц по пути их распространения, что, собственно, и является одной из целей настоящей работы.

1. Двухлучевая интерференция

В обычных двухлучевых интерферометрах, например, Маха–Цендера, 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:

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

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 $\widehat{a}_1 \widehat{a}_2^+$ и $\widehat{a}_1^+ \widehat{a}_2$ 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 и квантовая специфика проявляется лишь при итоговом усреднении наблюдаемых по квантовому состоянию системы.

Хорошо известен эффект интерференции одиночного фотона (или другой квантовой частицы) в схеме интерферометра Юнга (см., например, [2]). Это замечательный эффект, когда квантовая частица преодолевает двухщелевой экран так, как будто она побывала одновременно в двух щелях, демонстрируя характерную интерференционную зависимость локализации ее в пространстве. Наряду с экспериментальной проверкой парадоксов Белла и другими подобного рода экспериментами, убедительно доказывается непривычный с точки зрения нашего житейского опыта нелокальный характер поведения квантовых объектов (см., напр., [4]). Описанию этих удивительных проявлений квантовой природы, когда исходный волновой фронт разделяется на два в пространстве (две щели в интерферометре Юнга), посвящено немало литературы. Не менее интересной представляется интерференция одиночного фотона, когда волновой фронт разделяется на два не в пространстве, а во времени, например, в вышеупомянутом интерферометре Маха–Цендера или Майкельсона (см., напр., [4, 5]). Мы же здесь остановимся на другом виде интерференции: когда одиночным фотоном формируется стоячая волна.

Действительно, одиночный монохроматический фотон, 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. 1?

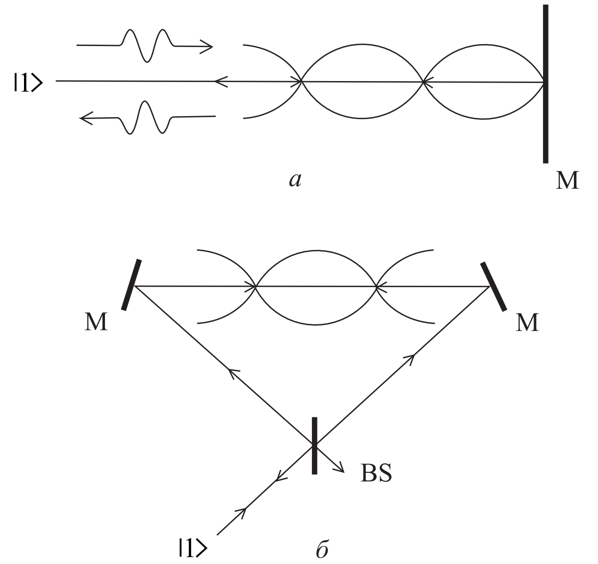

Рис. 1. Стоячая волна «однофотонного волнового пакета»: *а* — случай нормального отражения от зеркала M, *б* — фотон образует стоячую волну, симметричную относительно отражающих зеркал M, при помощи 50%-го светоделителя BS

Как указывалось выше, классическое описание линейной системы до момента усреднения по квантовому состоянию системы (в данном случае состоянию $|1\rangle$) не отличается от квантового. Итак, в случае плоских фронтов положительно-частотный оператор электрического поля при этом, с точностью до нормирующего множителя, окажется равным:

$$\widehat{E}^{(+)}(z,t) \propto \widehat{a}_+(z,t) + \widehat{a}_-(z,t), \tag{1}$$

где $\widehat{a}_\pm$ — операторы уничтожения фотона мод, распространяющихся в двух противоположных направлениях; t — время; z — продольная оптическая ось, нормальная к зеркалу и плоскому фронту волны. Зеркало расположено в плоскости $z = 0$.

Поскольку амплитуда электрической составляющей на зеркале должна быть равна нулю, то

$$\widehat{a}_-(z,t) = -\widehat{a}_+(z,t) e^{i\,2kz} \tag{2}$$

за счет запаздывания отраженной моды и дополнительного сдвига фазы на π при отражении; здесь k — волновое число.

Вероятность $P(z)$ обнаружить фотон идеальным квадратичным детектором, т. е. детектором с единичной квантовой эффективностью и регистрирующим квадрат модуля комплексной амплитуды электрической компоненты электромагнитного поля в той или иной продольной пространственной координате z, пропорциональна

$$\left\langle 1 \middle| \widehat{E}^{(-)} \widehat{E}^{(+)} \middle| 1 \right\rangle \propto \frac{1}{2}(1 - \cos 2kz) = P(z). \tag{3}$$

Итак, мы получили характерную для стоячей волны интерференционную зависимость. Здесь мы усреднили по однофотонному состоянию $|1\rangle$, что, впрочем, не является исключительно его атрибутом: любая монохроматическая мода даст тот же результат. Почему же мы из всех выделяем именно одиночный фотон?

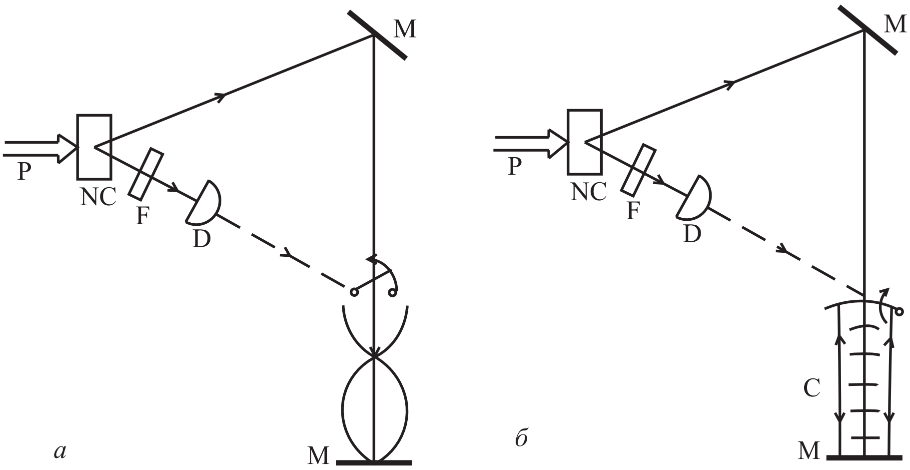

Рис. 2. Схемы формирования стоячей волны одиночным фотоном: *а* — образование стоячей волны, как на рис. 1, *а*; *б* — однофотонные состояния в резонаторе C с идеально отражающими зеркалами и формирование стоячей волны. Верхнее зеркало резонатора может выполнять также функцию затвора, открывающегося по сигналу с детектора D

Во-первых, по той причине, что если мы мыслим его неделимой частицей, то он опять же интерферирует сам с собой. Во-вторых, согласно (3), в некоторых плоскостях $P(z) = 0$. Что это означает? Если бы фотон действительно был бы частицей, летящей слева направо на зеркало (рис. 1, *а*), а потом — отраженный — назад, то отсутствие возможности зарегистрировать его квадратичным детектором в узлах интерференционной стоячей волны можно было бы трактовать как прерывистость траектории фотона и его периодическое исчезновение. Но фотон стоячей волны имеет иную пространственную структуру с характерными интерференционными максимумами и минимумами. Именно эта полевая составляющая заключена в интерференционном выражении (3).

Здесь мы сталкиваемся с квантовой спецификой рассматриваемого явления в связи с понятием фотона. Скорее тут можно говорить о понятии *однофотонного волнового пакета*. И это может быть не только стоячая волна, но и любая пространственная структура, образованная в результате интерференции, дифракции, фокусировки и т. д. В нашем случае схема экспериментального наблюдения интерференции одного фотона в виде стоячей волны может выглядеть как на рис. 2. Под действием монохроматической лазерной накачки P в нелинейном кристалле NC рождаются фотонные пары (см. разд. 2). Один из парных фотонов регистрируется детектором D, а второй фотон проходит к зеркалу M.

Выражение (3) записано для возможности регистрации фотона квадратичным детектором, реагирующим на электрическую составляющую света. Но, помимо электрической, у фотона имеется 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 импульсного воздействия фотонов на них. Можно также попробовать «рассмотреть» электронным микроскопом рентгеновскую стоячую волну. 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.

Известен также эффект аномального просветления кристаллов (в смысле отсутствия поглощения) в бегущей рентгеновской волне — эффект Боррманна (рис. 3), когда за счет брэгговской дифракции образуется вторая бегущая волна, интерферирующая с первой [6]. В результате формируется динамическая структура периодически повторяющихся светлых и темных полос, и если ее темные полосы совпадают с атомными плоскостями кристаллической решетки, то поглощение практически полностью прекращается. Это также доказывает отсутствие взаимодействия фотонов с веществом в некоторых плоскостях их траекторий за счет сформировавшейся интерференционной картины, но уже в бегущей волне, в которой электрическая и магнитная составляющие осциллируют синфазно. Ясно, что если освещать кристалл одиночным рентгеновским фотоном, то эффект аномального исчезновения поглощения останется, хотя, рассуждая классически,

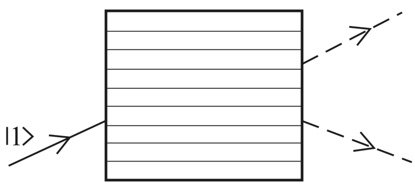

Рис. 3. Эффект Боррманна: минимумы брэгговской дифракции совпадают с кристаллографическими атомными плоскостями, обозначенными горизонтальными линиями. Поглощение практически полностью прекращается, хотя излучение преодолевает эти плоскости и выходит с другой стороны кристалла

трудно понять, как летящий слева направо фотон преодолевает плоскости, где вероятность его обнаружить равна нулю.

Отметим также, что эффект Боррманна наблюдается не только в случае рентгеновских фотонов: экспериментально он зафиксирован и для нейтронов, и для электронов, и для гамма-излучения [7]. Это важно, поскольку если для интерференции света практически невозможно подобрать таких точек пространства, где и электрическая, и магнитная составляющие были бы нулевыми, то для нейтрона это условие выполняется автоматически за счет отсутствия у него заряда. Таким образом, «исчезновение» его в «нулях» интерференции, как в эффекте Боррманна, становится абсолютным.

Натурный эксперимент можно произвести и с многофотонными состояниями. Например, в [8] формировалась горизонтальная стоячая световая волна в резонаторе, на которую сверху падали одиночные атомы рубидия ^{85}Rb. Последние вели себя так, как будто они преодолевали синусоидальную световую дифракционную решетку, что, во-первых, доказывает ее наличие, во-вторых, косвенно доказывает отсутствие фотонов в узлах.

В недавней работе [9] экспериментально наблюдалась УФ стоячая волна, индуцирующая эмиссию электронов из нанопроволки в пучностях стоячей волны. В узлах эмиссии не было. Это также в определенной мере подтверждает отсутствие там фотонов и их взаимодействия с веществом.

Интересно также, что электрон в атоме водорода при переходе с основного уровня $1S$ на возбужденный $2S$ также преодолевает «мертвую» зону, где его не должно быть. Между этими орбитами есть сфера, где вероятность обнаружения электрона равна нулю.

Итак, в интерференционных минимумах квантовая частица как бы отсутствует, точнее, отсутствует ее импульсное воздействие на что бы то ни было. Но может ли исчезать массовая частица или хотя бы ее импульс? Ясно, что нет: иначе нарушатся все законы сохранения. Значит, она становится ненаблюдаемой, поскольку ни с чем не взаимодействует. Действительно, там, где амплитуда дебройлевской волны нулевая, вероятность обнаружить частицу также равна нулю. Причем это относится, по-видимому, и к одномодовой по пространству свободно летящей частице. Правда там, в силу принципа неопределенности Гейзенберга, «исчезновения» частицы по траектории ее распространения «размажутся», так что вряд ли их удастся обнаружить. Но в двух- и более лучевых интерференционных картинах они просто очевидны. И если для фотонов это еще можно как-то объяснить аналогией с осцилляциями импульса и давления света в электромагнитной волне [10], то для частиц с ненулевой массой покоя это выглядит совсем удивительно. Что происходит с ними в области интерференционных минимумов? Или они действительно выходят за пределы макроскопического пространства-времени [11]? Ответа пока нет. И рассмотренные нами интерференционные схемы фактически лишь актуализируют этот вопрос. Может быть и в туннельном эффекте происходит что-то подобное? Возможно, здесь стоит говорить об определенного рода телепортации квантовых частиц в нетрадиционно понимаемом смысле этого слова, когда элементарные частицы преодолевают области пространства, где они не могут находиться, точнее границы, на которых вероятность их нахождения равна нулю. На этих границах импульсное воздействие частиц на что-либо отсутствует и они как бы становятся ненаблюдаемыми.

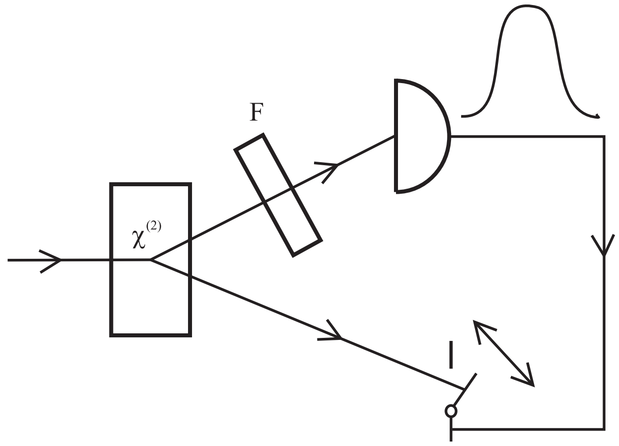

Рис. 4. Схема приготовления однофотонного состояния: один из фотонов коррелированной пары (верхний) регистрируется детектором, по электронному сигналу которого открывается затвор, пропускающий второй фотон коррелированной фотонной пары, который должен поступить на затвор с задержкой. Затем затвор снова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

Но вернемся к одиночным фотонам. Конечно, монохроматических мод во Вселенной не бывает хотя бы в силу ее конечных размеров или размеров экспериментальной установки. Но всегда можно сформировать достаточно узкополосный «однофотонный волновой пакет», который будет иметь некоторую длину когерентности, требуемую для наблюдения интерференции. Такие состояния приготавливаются при помощи параметрического рассеяния света в нелинейном кристалле (рис. 4), чему и посвящен следующий раздел.

2. Приготовление однофотонного состояния

Способ приготовления однофотонного состояния с использованием параметрического рассеяния света впервые предложил Д. Н. Клышко [12]. Его схема представлена на рис. 4. Первый эксперимент осуществили C. K. Hong и L. Mandel [13].

Мощность лазера накачки подбирается небольшой, чтобы рождение фотонных пар в ходе параметрического рассеяния происходило достаточно редко, иначе они будут накладываться друг на друга. Чтобы отсечь «пропущенные» детектором пары и всевозможные посторонние засветки, во втором канале схемы на рис. 4 ставится затвор, пропускающий лишь фотон зарегистрированной детектором пары. После затвора мы гарантированно 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 интерференционных схем на рис. 2.

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.

3. 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, как в резонаторе на рис. 2. Их преимущество, по отношению к двухлучевым, состоит в том, что они более чувствительны к фазовым задержкам. Здесь же мы рассмотрим трехлучевой 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 [3].

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.

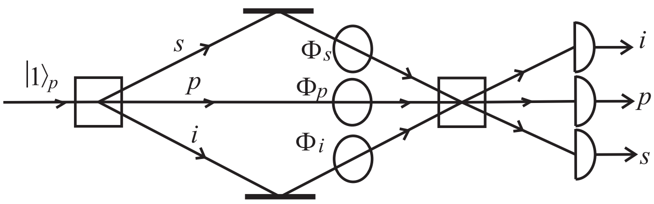

Рис. 5. Схема интерференционного эксперимента, доказывающего априорное несуществование определенного числа фотонов в поле между двумя нелинейными кристаллами, изображенными в виде квадратиков. На вход подаются единичные фотоны $|1\rangle_p$ на частоте ω_p. Вероятность фотоотсчетов на детекторах i или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

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

$$\widehat{a}_p\,\widehat{a}_s^+\,\widehat{a}_i^+\,|1\rangle_p\,|0\rangle_s\,|0\rangle_i = |0\rangle_p\,|1\rangle_s\,|1\rangle_i. \qquad (4)$$

Здесь имеются в виду три плоские монохроматические моды излучения.

Эти простые соображения поясняют структуру трехмодового эффективного гамильтониана взаимодействия процесса параметрического рассеяния:

$$\widehat{H} \propto \frac{i\hbar\chi^{(2)}}{2}\,\widehat{a}_p\,\widehat{a}_s^+\,\widehat{a}_i^+ + \text{H. c.}, \qquad (5)$$

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

$$\text{H. c.} = -\frac{i\hbar\chi^{(2)}}{2}\,\widehat{a}_p^+\,\widehat{a}_s\,\widehat{a}_i \qquad (6)$$

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

Эффективный трехмодовый гамильтониан взаимодействия параметрического рассеяния (5) позволяет предположить, что в случае однофотонного состояния накачки точное решение уравнения Шрёдингера

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle = \widehat{H}|\psi(t)\rangle \qquad (7)$$

следует искать в виде

$$|\psi(t)\rangle = \alpha(t)\,|1\rangle_p\,|0\rangle_s\,|0\rangle_i + \beta(t)\,|0\rangle_p\,|1\rangle_s\,|1\rangle_i. \qquad (8)$$

Это просто суперпозиция одно- и двухфотонного состояний.

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

$$|\alpha(t)|^2+|\beta(t)|^2=1, \tag{9}$$

иначе не будет выполняться условие нормировки для вектора состояния (8):

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

Обратим внимание на то, что вектор состояния (8) не факторизуется:

$$|\psi(t)\rangle\neq|\psi(t)\rangle_p|\psi(t)\rangle_s|\psi(t)\rangle_i, \tag{10}$$

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

Чтобы убедиться в справедливости решения (8), подставим его в уравнение Шрёдингера (7):

$$i\hbar\left(\dot\alpha|100\rangle+\dot\beta|011\rangle\right)=i\hbar\frac{\chi^{(2)}}{2}(\alpha|011\rangle-\beta|100\rangle), \tag{11}$$

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

$$\begin{cases}\dot\alpha=-\frac{\chi^{(2)}}{2}\beta,\\ \dot\beta=\frac{\chi^{(2)}}{2}\alpha.\end{cases} \tag{12}$$

Решение этой линейной системы дифференциальных уравнений удобно представить в матричной форме

$$\begin{pmatrix}\alpha(t)\\ \beta(t)\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\cos\Gamma & -\sin\Gamma\\ \sin\Gamma & \cos\Gamma\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\alpha(0)\\ \beta(0)\end{pmatrix}, \tag{13}$$

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

$$D(\Gamma)=\begin{pmatrix}\cos\Gamma & -\sin\Gamma\\ \sin\Gamma & \cos\Gamma\end{pmatrix}. \tag{14}$$

Перейдем к описанию фазовых задержек в модах. Как известно, оператор сдвига фазы моды равен [2]

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

где $\widehat{n}=\widehat{a}^+\widehat{a}$ — оператор числа фотонов в моде, а θ — фазовая задержка. Поскольку в каждой моде у нас либо один, либо ноль фотонов, оператор $\widehat{n}$ для своего собственного (фоковского) 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:

$$D(\Phi)=\begin{pmatrix}e^{-i\Phi_p} & 0\\ 0 & e^{-i(\Phi_s+\Phi_i)}\end{pmatrix}. \tag{15}$$

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

$$D=D(\Gamma_2)D(\Phi)D(\Gamma_1), \tag{16}$$

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

Поскольку в исходном состоянии

$$\begin{pmatrix}\alpha(0)\\ \beta(0)\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}1\\ 0\end{pmatrix}, \tag{17}$$

на выходе второго нелинейного кристалла будет состояние (8) с

$$\alpha(t)=e^{-i\Phi_p}\cos\Gamma_1\cos\Gamma_2-e^{-i(\Phi_s+\Phi_i)}\sin\Gamma_1\sin\Gamma_2, \tag{18}$$

$$\beta(t)=e^{-i\Phi_p}\cos\Gamma_1\sin\Gamma_2-e^{-i(\Phi_s+\Phi_i)}\sin\Gamma_1\cos\Gamma_2. \tag{19}$$

Вероятности срабатывания идеальных детекторов в каналах равны

$$P_p=\langle\psi(t)|\widehat{a}_p^+\,\widehat{a}_p|\psi(t)\rangle=\langle\psi(t)|\widehat{n}_p|\psi(t)\rangle=|\alpha(t)|^2, \tag{20}$$

$$P_s=P_i=\langle\psi(t)|\widehat{a}_s^+\,\widehat{a}_s|\psi(t)\rangle=\langle\psi(t)|\widehat{a}_i^+\,\widehat{a}_i|\psi(t)\rangle=|\beta(t)|^2, \tag{21}$$

Итак, согласно (18), (19):

$$P_p=C_p(1+v_p\cos\Phi), \tag{22}$$

$$P_s=P_i=C_s(1+v_s\cos\Phi), \tag{23}$$

где так называемая видность интерференции

$$v_p=\frac{2\sin\Gamma_1\sin\Gamma_2\cos\Gamma_1\cos\Gamma_2}{\sin^2\Gamma_1\sin^2\Gamma_2+\cos^2\Gamma_1\cos^2\Gamma_2}=\frac{2}{\operatorname{tg}\Gamma_1\operatorname{tg}\Gamma_2+\operatorname{ctg}\Gamma_1\operatorname{ctg}\Gamma_2}, \tag{24}$$

$$v_s=\frac{2\sin\Gamma_1\sin\Gamma_2\cos\Gamma_1\cos\Gamma_2}{\sin^2\Gamma_1\cos^2\Gamma_2+\cos^2\Gamma_1\sin^2\Gamma_2}=\frac{2}{\operatorname{tg}\Gamma_1\operatorname{ctg}\Gamma_2+\operatorname{ctg}\Gamma_1\operatorname{tg}\Gamma_2}, \tag{25}$$

фаза интерференции

$$\Phi=\Phi_p-\Phi_s-\Phi_i, \tag{26}$$

а коэффициенты C_p и C_s равны

$$C_p=\sin^2\Gamma_1\sin^2\Gamma_2+\cos^2\Gamma_1\cos^2\Gamma_2, \tag{27}$$

$$C_s=\sin^2\Gamma_1\cos^2\Gamma_2+\cos^2\Gamma_1\sin^2\Gamma_2. \tag{28}$$

Итак, вероятности обнаружения фотонов в каналах описываются гармоническими зависимостями (22) и (23) от фазы (26), 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 видности v. В каналах «s» и «i»

это очень легко достижимо: достаточно взять одинаковые нелинейные кристаллы с $\Gamma_1 = \Gamma_2$. Тогда, согласно (25), $v_s = 1$. 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 1 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 (23) придется запастись некоторым терпением. Но все же это принципиально возможно. Ведь первые эксперименты по наблюдению интерференции одиночных фотонов на двух щелях подчас длились по три месяца [14], поскольку схемы, подобной рис. 4, еще не знали и одиночные фотоны брали от очень слабого теплового источника, настолько слабого, что вероятность появления вместо одного двух фотонов была ничтожной. Кроме того, экспериментальное осуществление каскадного параметрического приготовления троек фотонов [15] не оставляет сомнений в возможности проведения и предлагаемого нами эксперимента.

Ранее экспериментаторы наблюдали трехлучевую интерференцию не с одиночными фотонами на входе, а с обычным лазерным светом [16]. Гармоническая интерференционная зависимость (23) была получена, правда, с видностью $v_s = v_i$, 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.

Попытаемся интерпретировать результат (23) 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 фотоотсчетов 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 (8) при этом интересно тем, что трехмодовое поле имеет строго определенную энергию $\hbar\omega_p$, хотя общее число фотонов

$$n_{p+s+i} = n_p + n_s + n_i \tag{29}$$

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

$$\langle\psi(t)|\hat{n}_{p+s+i}|\psi(t)\rangle = |\alpha|^2 + 2|\beta|^2 = 1 + |\beta|^2, \tag{30}$$

$$\langle\psi(t)|\Delta\hat{n}^2_{p+s+i}|\psi(t)\rangle = |\alpha\beta|^2, \tag{31}$$

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 фотоотсчетов согласно (22), (23) и (26).

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

$$P_s = P_i \propto 1 + \cos\Phi, \tag{32}$$

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.

Перекроем свет в промежутке между нелинейными кристаллами в канале «p». Появляются фотоотсчеты в канале «s», так как их вероятность перестает быть нулевой. Следовательно, если бы хоть 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, перекрывая свет 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 это возможно лишь в случае одновременного присутствия *всех трех фотонов* (если, конечно, кванты неделимы), что противоречит закону 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 [16], 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 $P_s = P_i$ (32) от суперпозиции фаз (26), подтвержденная экспериментально [16]. 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. Невозможность пересчитать количество квантов в поле вызывает серьезные опасения в подлинности их существования.

Как писал Д. Н. Клышко: «Фотон является фотоном, если это зарегистрированный фотон» [17]. Источник и приемник нужно рассматривать в комплексе, не отрывая один от другого [18, 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 физической реальности происходящего между рождением и уничтожением фотона. Точнее, нет той физической реальности, которая может быть измерена без изменения результатов последующих измерений, ибо если мы ее попытаемся измерить, то уничтожим интерференцию. В этом смысле и фотон не является физической реальностью до момента его регистрации.

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, мы не сомневаемся в физической реальности фотонов. Нам хотелось 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 отметить, 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 (см., напр., [2]).

Не менее удивительным выглядит и интерференция частиц с ненулевой массой покоя, преодолевающих границы с нулевой вероятностью их обнаружения и не оказывающих при этом импульсного воздействия на другие материальные объекты, становясь в определенном смысле ненаблюдаемыми, несмотря на законы сохранения энергии и импульса.

Список литературы

1. *Fuwa M., Takeda S., Zwierz M.* et al. // Nature Communications. 2015. **6**. 6665.
2. *Белинский А.В.* Квантовые измерения. М., 2008.
3. *Belinsky A.V., Klyshko D.N.* // Laser Phys. 1996. **6**. P. 1082.
4. *Белинский А.В.* // УФН. 2003. **173**, № 8. С. 905. (*Belinsky A.V.* // Physics Uspekhi. 2003. **46**. P. 877.)
5. *Фриш О.* // УФН. 1966. **90**, № 2. С. 379.
6. *Borrmann G.* // Zn. Phys. 1941. **42**. P. 157.
7. *Zeilinger A.Z., Shull C.G., Horne M.A., Finkelstein K.G.* // Phys. Rev. Lett. 1986. **57**. P. 3089.
8. *Durr S., Nonn T., Rempe G.* // Nature. 1988. **395**. P. 33.
9. *Piazza L., Lummen T.T.A., Quiñonez E.* et al. // Nature Communications. 2015.
10. *Литвинов О.С., Павлов К.Б., Горелик В.С.* http://fn.bmstu.ru/data-physics/library/ physbook/ tom4/ ch1/ texthtml/ ch1_2.htm .
11. *Belinsky A.V.* // Laser Physics. 2002. **12**. P. 939.
12. *Клышко Д.Н.* // Квантовая электроника. 1977. **4**. С. 1056.
13. *Hong C.K., Mandel L.* // Phys. Rev. Lett. 1986. **56**. P. 58.
14. *Taylor G.I.* // Proc. Camb. Phil. Soc. 1909. **15**. P. 114.
15. *Hubel H., Hamel D.R., Fedrizzi A.* et al. // Nature. 2010. **466**. P. 601.
16. *Burlakov A.V., Chekhova M.V., Klyshko D.N.* et al. // Phys. Rev. 1997. **A56**. P. 3214.
17. *Клышко Д.Н.* // УФН. 1994. **164**. С. 1187. (*Klyshko D.N.* // Phys. Usp. 1994. **37**. P. 1097.)
18. *Матвеев А.Н.* Атомная физика. М., 1989.

Specific features of interference of photons and other quantum particles

A. V. Belinsky[1,a], **V. B. Lapshin**[2]

[1] *Department of Computer Modeling and Informatics;*
[2] *Department of Physics of the Earth,*
Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.
E-mail: [a] *belinsky@inbox.ru.*

Specific features of the behavior of quantum particles in different experimental situations are considered. The variants of two-beam interference of single photon and other quantum particles, as well as their ability to form “standing” and “progressive” waves with the interference minima, i. e., “dead” zones in the propagation path, are studied. We also consider some type of quantum particle teleportation in an unconventional understanding of this word, where elementary particles overcome regions of the space where they cannot be, or rather the borders where the probability of finding them is zero. At these boundaries there is no pulse impact of particles on anything, it is as if they are unobservable. When observing three-beam interference, it turns out that all three modes should be present simultaneously in the light field prior to photodetection. If each mode involves a photon, it contradicts the energy conservation law, it is indicative of the fact that the observed quantity (number of photons in the field) has no any particular value prior to the measurement (a priori) unless the quantum system is in the eigen state of a measured value (Fock state).

Keywords: quantum particles, entanglement, nonlocality, quantum interference.
PACS: 03.65.Ud, 42.50.St.
Received 28 November 2015.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2016. **71**, No. 3. Pp. 258–265.

Сведения об авторах

1. Белинский Александр Витальевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник, профессор; тел.: (495) 939-41-78, e-mail: belinsky@inbox.ru.
2. Лапшин Владимир Борисович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (495) 939-12-80, e-mail: lapshin-vb1@mail.ru