

УДК 535.1

*А.В. Белинский,¹ В.Б. Лапшин²***МОДЕЛЬ ФОТОНА:
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ИЛИ КОНЦЕПЦИЯ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ?³**

Объективное существование фотона должно быть связано с его индивидуальным существованием. В этой связи рассматриваются особенности поведения фотонов, как индивидуальных квантовых частиц в различных экспериментальных ситуациях. При наблюдении трехлучевой интерференции оказывается, что до момента фотодетектирования в световом поле (если оно существует) одновременно должны присутствовать и однофотонное, и двухфотонное состояния, хотя энергии на их существование вдвое меньше требуемой. Возникающая парадоксальная ситуация вряд ли может быть описана какой-то наглядной локальной моделью. Приходится использовать некую эмпирическую нелокальную модель фотона, позволяющую предсказать его нетривиальное поведение. С ее помощью рассмотрены варианты интерференции одиночного фотона во времени и возможности формирования им «стоячей волны» с «мертвыми» зонами на пути его распространения, т.е. фактически с прерывистой траекторией (опять же, если она существует). Интересна также ситуация самоинтерференции еще не рожденного одиночного фотона в резонаторе. Все это ставит трудные вопросы на пути поиска адекватной интерпретации квантовой теории и все более склоняет к принятию концепции дальнего действия.

Ключевые слова: Интерференция одиночных фотонов, квантовые парадоксы.

PACS: 03.65.Ta, 03.65.Ud, 42.50.Dv, 42.50.Xa

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 $|1\rangle$ никаких претензий нет: он работает безотказно как на Земле, так и во всей Вселенной. Но как к локализованной материальной частице – возникает масса вопросов. И первый – проявление так называемой квантовой нелокальности. Правда эта «беда» касается не только бозонов: одиночные фермионы также интерферируют на двухщелевом экране Юнга. Однако фермионы можно пересчитать, что свидетельствует об их индивидуальном существовании. Более того, принцип запрета Паули позволяет их даже как-то упорядочить. Другое дело с бозонами и, в частности, с фотонами. Только фоковские состояния $|n\rangle$ обладают определенным числом фотонов. Но таких состояний в природе почти не существует. С огромным трудом экспериментаторы научились готовить однофотонные и 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 $\bar{n} = 1$ 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 значения наблюдаемой до момента ее регистрации можно доказать экспериментально [1, 2]. Привычные нам макроскопические пространственно – временные интуиции при этом подвергаются серьезным испытаниям.

¹E-mail: belinsky@inbox.ru

²E-mail: lapshin-vb1@mail.ru

³Работа поддержана грантами РФФИ № 13-07-00938 А и 14-02-00458 А.

1. Трехлучевая 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 двумодовой 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.

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 интерферометр третьего порядка, 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. 1.

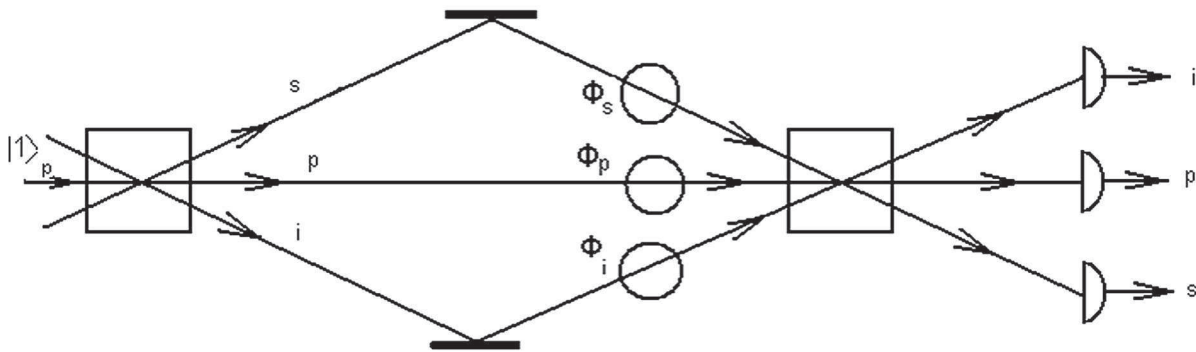


Рис. 1. Схема интерференционного эксперимента, доказывающего априорное несуществование определенного числа фотонов в поле между двумя нелинейными кристаллами, изображенными в виде квадратиков. На вход подаются единичные фотоны $|1\rangle_p$ на частоте ω_p . Вероятность фотоотсчетов на детекторе i пропорциональна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

Пучок света с частотой ω_p в прозрачном нелинейном кристалле в ходе параметрического рассеяния порождает два пучка излучения – сигнальный (s) и холостой (i). Взаимодействие 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 интенсивности всех трех пучков.

Эффективный трехмодовый гамильтониан взаимодействия параметрического рассеяния

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

позволяет предположить, что в случае однофотонного состояния накачки, точное решение уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = \hat{H} |\psi(t)\rangle \quad (1)$$

следует искать в виде:

$$|\psi(t)\rangle = \alpha(t) |1\rangle_p |0\rangle_s |0\rangle_i + \beta(t) |0\rangle_p |1\rangle_s |1\rangle_i. \quad (2)$$

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

$$|\alpha(t)|^2 + |\beta(t)|^2 = 1, \quad (3)$$

иначе не будет выполняться условие нормировки для (2):

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

Обратим внимание на то, что состояние (2) не факторизуется:

$$|\psi(t)\rangle \neq |\psi(t)\rangle_p |\psi(t)\rangle_s |\psi(t)\rangle_i, \quad (4)$$

т.е. является типично перепутанным состоянием.

Чтобы убедиться в справедливости решения (2), подставим его в уравнение Шредингера (1):

$$i\hbar \left(\dot{\alpha} |100\rangle + \dot{\beta} |011\rangle \right) = i\hbar \frac{\chi^{(2)}}{2} (\alpha |011\rangle - \beta |100\rangle), \quad (5)$$

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

$$\begin{cases} \dot{\alpha} = -\frac{\chi^{(2)}}{2} \beta, \\ \dot{\beta} = \frac{\chi^{(2)}}{2} \alpha. \end{cases} \quad (6)$$

Решение этой линейной системы дифференциальных уравнений удобно представить в матричной форме

$$\begin{pmatrix} \alpha(t) \\ \beta(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Gamma & -\sin \Gamma \\ \sin \Gamma & \cos \Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha(0) \\ \beta(0) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

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

$$D(\Gamma) = \begin{pmatrix} \cos \Gamma & -\sin \Gamma \\ \sin \Gamma & \cos \Gamma \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Перейдем к описанию фазовых задержек в модах. Фазовая задержка θ приводит к тому, что оператор уничтожения \hat{a} домножается на $e^{-i\theta}$. Из двух компонент (2) ненулевой результат после действия оператора \hat{a}_p будет лишь для компоненты $|100\rangle$, следовательно, ее и 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

$$D(\Phi) = \begin{pmatrix} e^{-i\Phi_p} & 0 \\ 0 & e^{-i(\Phi_s + \Phi_i)} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Итак, общее действие оптической системы интерферометра на рис. 1 описывается матрицей

$$D = D(\Gamma_2) D(\Phi) D(\Gamma_1), \quad (10)$$

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

Поскольку в исходном состоянии

$$\begin{pmatrix} \alpha(0) \\ \beta(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

на выходе второго нелинейного кристалла будет состояние (2) с

$$\alpha(t) = e^{-i\Phi_p} \cos \Gamma_1 \cos \Gamma_2 - e^{-i(\Phi_s + \Phi_i)} \sin \Gamma_1 \sin \Gamma_2, \quad (12)$$

$$\beta(t) = e^{-i\Phi_p} \cos \Gamma_1 \sin \Gamma_2 + e^{-i(\Phi_s + \Phi_i)} \sin \Gamma_1 \cos \Gamma_2. \quad (13)$$

Вероятности срабатывания детекторов в каналах равны

$$P_p = \langle \psi(t) | \hat{a}_p^+ \hat{a}_p | \psi(t) \rangle = \langle \psi(t) | \hat{n}_p | \psi(t) \rangle = |\alpha(t)|^2, \quad (14)$$

$$P_s = P_i = \langle \psi(t) | \hat{a}_s^+ \hat{a}_s | \psi(t) \rangle = \langle \psi(t) | \hat{a}_i^+ \hat{a}_i | \psi(t) \rangle = |\beta(t)|. \quad (15)$$

Итак, согласно (12), (13)

$$P_p \propto 1 + v_p \cos \Phi, \quad (16)$$

$$P_s = P_i = C_s (1 + v_s \cos \Phi), \quad (17)$$

где так называемая *видность интерференции*

$$v_p = \frac{2 \sin \Gamma_1 \sin \Gamma_2 \cos \Gamma_1 \cos \Gamma_2}{\sin^2 \Gamma_1 \sin^2 \Gamma_2 + \cos^2 \Gamma_1 \cos^2 \Gamma_2} = \frac{2}{\tan \Gamma_1 \tan \Gamma_2 + \cot \Gamma_1 \cot \Gamma_2}, \quad (18)$$

$$v_s = \frac{2 \sin \Gamma_1 \sin \Gamma_2 \cos \Gamma_1 \cos \Gamma_2}{\sin^2 \Gamma_1 \cos^2 \Gamma_2 + \cos^2 \Gamma_1 \sin^2 \Gamma_2} = \frac{2}{\tan \Gamma_1 \cot \Gamma_2 + \cot \Gamma_1 \tan \Gamma_2}, \quad (19)$$

фаза интерференции

$$\Phi = \Phi_a + \Phi_b - \Phi_c, \quad (20)$$

а коэффициенты C_p и C_s равны

$$C_p = \sin^2 \Gamma_1 \sin^2 \Gamma_2 + \cos^2 \Gamma_1 \cos^2 \Gamma_2, \quad (21)$$

$$C_s = \sin^2 \Gamma_1 \cos^2 \Gamma_2 + \cos^2 \Gamma_1 \sin^2 \Gamma_2. \quad (22)$$

Итак, вероятности обнаружения фотонов в каналах описываются гармоническими зависимостями (16) и (17) от фазы (20), 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 $\ll s \gg$ и $\ll i \gg$ это очень легко достижимо: достаточно взять одинаковые нелинейные кристаллы с $\Gamma_1 = \Gamma_2$. Тогда, согласно (19), $v_s = 1$. В канале накачки $\ll p \gg$ – 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 достаточно и одного детектора, например, в канале $\ll s \gg$. 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 уметь приготавливать 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.

Прекрасный способ приготовления однофотонного состояния предложил Д.Н.Клышко с использованием все того же параметрического рассеяния. Его схема представлена на рис. 2. Мощность лазера накачки подбирается небольшой, чтобы рождение фотонных пар в ходе параметрического рассеяния происходило достаточно редко, иначе они будут накладываться друг на друга. Оператор эволюции в первом порядке разложения экспоненты при малом ее аргументе имеет вид

$$\hat{U}(t - t_0) = \hat{I} - \frac{i\hat{H}}{\hbar}(t - t_0). \quad (23)$$

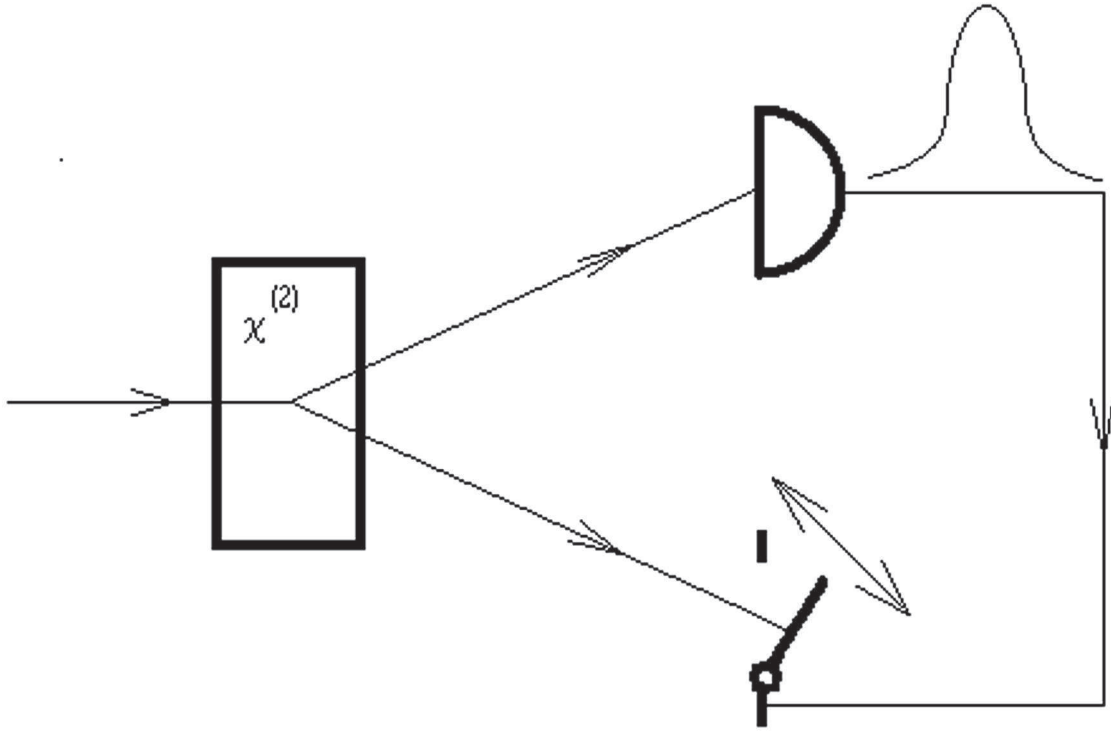


Рис. 2. Схема приготовления однофотонного состояния: один из фотонов коррелированной пары (верхний) регистрируется детектором, по электронному сигналу которого открывается затвор, пропускающий второй фотон коррелированной фотонной пары, который, разумеется, должен поступить на затвор с задержкой. Затем затвор снова быстро закрывается

Малость аргумента экспоненты связана с малостью множителя $\frac{i\hbar\chi^{(2)}}{2}E$ гамильтониана в приближении заданной накачки. Если на входе нелинейного кристалла на сигнальной и холостой модах вакуум $|0\rangle_s |0\rangle_i$, то на выходе

$$|\psi(t - t_0)\rangle = \hat{U}(t - t_0) |0\rangle_s |0\rangle_i \approx |0\rangle_s |0\rangle_i + \Gamma E |1\rangle_s |1\rangle_i. \quad (24)$$

Напомним, что $\Gamma = \frac{\chi^{(2)}}{2}t$. Таким образом, имеем вакуум и фотонную пару $|1\rangle_s |1\rangle_i$.
Сомножитель

$$\Gamma E \ll 1, \quad (25)$$

иначе фотонные пары будут рождаться слишком часто и будут перекрываться. С другой стороны, выполнение (25) гарантирует адекватность первого порядка теории возмущений, т.е. ограничение линейным членом (23) разложения экспоненты.

Поскольку квантовая эффективность η детектора на рис. 2 может быть меньше 100%, некоторые фотонные пары $|0\rangle_s |0\rangle_i$ он будет пропускать. Наличие вакуумной составляющей $|0\rangle$ в (24) на детектор не влияет, поскольку

$$\hat{n}_s |0\rangle = \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s |0\rangle = \hat{n}_i |0\rangle = \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i |0\rangle = 0. \quad (26)$$

Чтобы отсеять «пропущенные» детектором пары и всевозможные посторонние засветки, во втором канале схемы на рис. 2 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. Его и направляем на вход интерференционной схемы на рис. 1. Затем ждем появления следующего фотона.

Поскольку рождение фотонных пар происходит достаточно редко, а рождение вторичных пар в нелинейных кристаллах трехлучевого интерферометра на рис. 1 – еще реже, для регистрации интерференционной зависимости (17) придется запастись достаточным терпением. Но все же это принципиально возможно. Ведь первые эксперименты по наблюдению интерференции одиночных фотонов на двух щелях подчас длились по несколько лет, поскольку схемы, подобной рис. 2, еще не знали, и одиночные фотоны брали от очень слабого теплового источника, настолько слабого, чтобы вероятность появления вместо одного – двух фотонов – была ничтожной.

Указанные причины побудили экспериментаторов [3] к наблюдению трехлучевой интерференции не с одиночными фотонами на входе, а с обычным лазерным светом. Гармоническая интерференционная зависимость (17) была ими 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 этот результат в рамках наглядной модели с *априори* определенным числом фотонов в трехмодовом поле между нелинейными кристаллами (рис. 1). 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 $\langle\langle s \rangle\rangle$ и $\langle\langle i \rangle\rangle$, либо одиночные отсчеты в канале $\langle\langle p \rangle\rangle$. 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. Эта картина согласуется с тривиальным предположением, что на выходе первого нелинейного кристалла имеется попеременно то один фотон накачки $|1\rangle_p$, то пара сигнального и холостого фотонов $|1\rangle_s |1\rangle_i$. Квантовое состояние (2) при этом интересно тем, что трехмодовое поле имеет определенную энергию $\hbar\omega_p$, хотя общее число фотонов

$$n_{p+s+i} \stackrel{\Delta}{=} n_p + n_s + n_i \quad (27)$$

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

$$\langle\psi(t)|\hat{n}_{p+s+i}|\psi(t)\rangle = |\alpha|^2 + 2|\beta|^2 = 1 + |\beta|^2, \quad (28)$$

$$\langle\psi(t)|\Delta\hat{n}_{p+s+i}^2|\psi(t)\rangle = |\alpha\beta|^2, \quad (29)$$

т.е. дисперсия флуктуаций общего числа фотонов ненулевая. Это пока вполне согласуется с простым предположением, что в поле появляются то по одному, то одновременно по два фотона. Перейдем к описанию второй серии испытаний.

Устанавливаем в схеме на рис. 1 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 (16), (17) и (20).

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

$$P_s = P_i \propto 1 + \cos \Phi, \quad (30)$$

свидетельствует о том, что изменения фазовую задержку любой компоненты поля – Φ_p , Φ_s 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 $\langle\langle s \rangle\rangle$ не будет.

Перекроем свет в промежутке между нелинейными кристаллами в канале $\langle\langle p \rangle\rangle$. Появляются фотоотсчеты в канале $\langle\langle s \rangle\rangle$, т.к. их вероятность перестает быть нулевой. Следовательно, если бы хоть в одной реализации схемы со всеми тремя открытыми каналами отсутствовало поле в канале $\langle\langle p \rangle\rangle$, вероятность фотоотсчетов в детекторе $\langle\langle s \rangle\rangle$ была бы ненулевой. А она нулевая! Итак, поле в канале накачки $\langle\langle p \rangle\rangle$ присутствует в *каждой* реализации. Аналогично, перекрывая свет в других каналах, доказывается одновременное присутствие светового поля в

каждой реализации в каналах парных фотонов $\langle\langle s \rangle\rangle$ и $\langle\langle i \rangle\rangle$. 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 $\langle\langle s \rangle\rangle$ была бы ненулевой. Значит, поле присутствует в каждой реализации во всех трех каналах $\langle\langle p \rangle\rangle$, $\langle\langle s \rangle\rangle$ и $\langle\langle i \rangle\rangle$ между нелинейными кристаллами. Но это возможно лишь в случае одновременного присутствия *всех трех фотонов*, что противоречит закону сохранения энергии: ведь на вход интерферометра подавался 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 [3], вряд ли возможно достичь единичной видности и отсутствия шумового фона. Значит, интерференционных «нулей» нет. Тем не менее, об одновременном присутствии поля во всех трех каналах свидетельствует сама косинусная зависимость вероятности $P_s = P_i$ (30) от суперпозиции фаз (20), подтвержденная экспериментально [3]. Действительно, если бы поле между нелинейными кристаллами (рис. 1) содержало то один, то два фотона – 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.

2. Эмпирическая «модель» фотона

Приведенные соображения не оставляют места для тривиальной модели светового поля с априори определенным числом фотонов в состоянии (2) с определенной энергией и неопределенным числом фотонов (29) при $\alpha\beta \neq 0$. Итак, число фотонов, а в более общем случае – измеряемая величина вообще – до момента измерения не существует, за исключением ситуации, когда объект измерения находится в собственном состоянии измеряемой величины.

Как писал Д.Н. Клышко: «Фотон является фотоном, если это зарегистрированный фотон» [4]. Источник и приемник нужно рассматривать в комплексе, не отрывая один от другого [5], 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, кроме чисто количественных оценок. Ведь что это за световой поток фотонов, который по своему произволу в момент детектирования «складывается» то в 1, то в 2 фотона? Не означает ли это, что между измерителем и приемником или, по крайней мере, между двумя нелинейными кристаллами на рис. 1 их просто нет? А что тогда есть? По большому счету физик не может работать без сколь-нибудь представляемых наглядных моделей, на основании которых можно построить математическое описание. Какая же модель фотона адекватно отражает его поведение? Нам представляется, что как критерию наглядности, так и адекватности удовлетворяет следующая несложная конструкция. Итак, фотон представляет собой квазимонохроматический пучок электромагнитных волн или однофотонный волновой пакет с энергией $\hbar\bar{\omega}$, где $\bar{\omega}$ – некая средняя его частота, на всем протяжении которого может при детектировании или взаимодействии с веществом появиться этот квант энергии. Вероятность его появления пропорциональна текущей интенсивности волны в пучке. Как он мгновенно стягивается из всей пространственной конфигурации волны в точку? Сказать трудно. Но он умеет это делать, даже если волновой пучок разделен на несколько изолированных друг от друга непрозрачными стенками каналов (как это могло бы иметь место в описанном выше эксперименте (рис.1), когда отсутствует второй кристалл). Как происходит эта невидимая мгновенная связь между каналами и удаленными точками пространства в момент коллапса волновой функции – детектирования, скажем, реликтового фотона? Можно только предположить, например, – в дополнительном измерении, не укладываемом в наше трехмерное пространство, т.е. в более многомерном мире, в котором пространственно удаленные изолированные точки нашего трехмерного пространства оказываются близкими. Проблема редукции волновой функции, правда, снимается в многомировой интерпретации Эверетта (см., напр., [6]), но уж слишком она «расточительна». Есть, конечно, другие, не менее экзотические интерпретации, которые пока являются лишь гипотетическими. Например, в нашем анализе мы пользовались традиционно понимаемым пространством и временем, в которых реально существует световое поле. Эти посылки, однако, принимаются не всеми физиками. Например, в монографиях профессора Московского университета Ю.С. Владимирова [7, 8] развивается теория, согласно

которой всеобщие пространство-время присущи только макрообъектам, а в микромире их не существует. А если нет времени, то нет и понятия априорности, которое являлось ключевым в наших построениях. Отсутствие традиционно понимаемого пространства разрешает недоумения, связанные с квантовой нелокальностью, которая проявляется уже в анализе интерференции одиночных квантовых частиц на двух щелях. Профессор Ю.С. Владимиров использует концепцию дальнего действия, которая предполагает вообще отсутствие полей. Его подход, таким образом, снимает и вполне объясняет рассмотренные квантовые парадоксы, однако тщательная его проработка, как и изучение самого феномена пространства-времени, еще впереди.

К рассмотренным результатам можно подойти и с иных позиций. В работе [9] на с.50, например, написано о необходимости «осознания относительности представления о мире как о множестве каких-то «тел» (или других «элементов» в любых пространствах реального физического опыта)», и сделан вывод о том, что «природа в конечном счете неразложима на множество каких-либо элементов и существует как нечто единое целое». Но так или иначе, все это разнообразие интерпретаций, как представляется, не противоречит описанной выше несложной эмпирической модели фотона. Посмотрим, теперь, как она может пригодиться на практике.

3. Интерференция одиночного фотона во времени

Хорошо известен эффект интерференции одиночного фотона (или другой квантовой частицы) в пространстве: это двухщелевой эксперимент в схеме Юнга (см. напр. [2] и цитируемую там литературу). Это удивительно замечательный эффект, когда неделимая квантовая частица преодолевает двухщелевой экран так, как будто она побывала одновременно в двух щелях, демонстрируя характерную интерференционную зависимость локализации ее в пространстве. Наряду с теоремой Белла и другими подобного рода экспериментами, убедительно доказывается непревзойденное с точки зрения нашего житейского опыта явление квантовой нелокальности (см., напр., [2,10]).

Описанию этих удивительных проявлений квантовой природы посвящено немало литературы. Однако исследованию, казалось бы, не менее интересной интерференции одиночного фотона не в пространстве, а во времени, почему-то не уделяется должного внимания, хотя оно не менее парадоксально (впрочем, см. также [11]). 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. 3? В случае плоских фронтов положительно-частотный оператор электрического поля при этом окажется равным:

$$\hat{E}^{(+)}(z, t) \propto \hat{a} \left[e^{-i(kz - \omega t)} - e^{-i(-kz - \omega t')} \right], \quad (31)$$

где \hat{a} – оператор уничтожения фотона, $t' - t$ – время запаздывания отраженной моды, k – волновое число. Для простоты мы опустили постоянный нормирующий размерный множитель. Зеркало расположено в плоскости $z = 0$.

Вероятность обнаружить фотон в этой или иной продольной пространственной координате $P(z)$ пропорциональна

$$P(z) = \langle 1 | \hat{E}^{(-)} \hat{E}^{(+)} | 1 \rangle \propto 1 - \cos 4kz. \quad (32)$$

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?

Ну, во-первых, потому что он, будучи неделимой частицей, опять же интерферирует сам с собой. Во-вторых, согласно (32), в некоторых плоскостях, где $P(z) = 0$, фотона не будет! А куда он исчезает? В вакуум, а потом обратно возвращается? Для фоковского состояния с определенным числом фотонов ($n = 1$) и фиксированной энергией это несколько необычно. Интересно, что «фотона не будет», в том числе и на поверхности зеркала $z = 0$. Конечно, можно возразить, что согласно принципу неопределенности Гейзенберга, квантовая частица не может иметь определенной траектории: в лучшем случае можно говорить лишь о некоей трубке, в пределах которой может находиться частица с определенной долей уверенности. Правда, понятие траектории несколько реабилитировал Р. Фейман [12]. Согласно его интерпретации, квантовая частица ведет себя так, как если бы она распространялась по всему множеству всех возможных траекторий, причем все они

интерferируют между собой. Но если ось распространения плоской моды только одна, то остается только одна эта единственная траектория, следуя по которой, согласно (32), фотон осциллирует, то исчезая, то вновь появляясь.

Конечно, монохроматических мод во Вселенной не бывает, хотя бы в силу ее конечных размеров. 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 (см. рис. 2). В нашем случае схема экспериментального наблюдения интерференции одного фотона во времени может выглядеть так (см. рис. 4). Хотя вряд ли удастся зарегистрировать ее на практике, поскольку характерная периодичность интерференционных минимумов и максимумов меньше длины световой волны. Но для того, чтобы убедиться в наличии описанного эффекта «осцилляции фотона» в пространстве, как представляется, достаточно и этого умозрительного мысленного эксперимента.

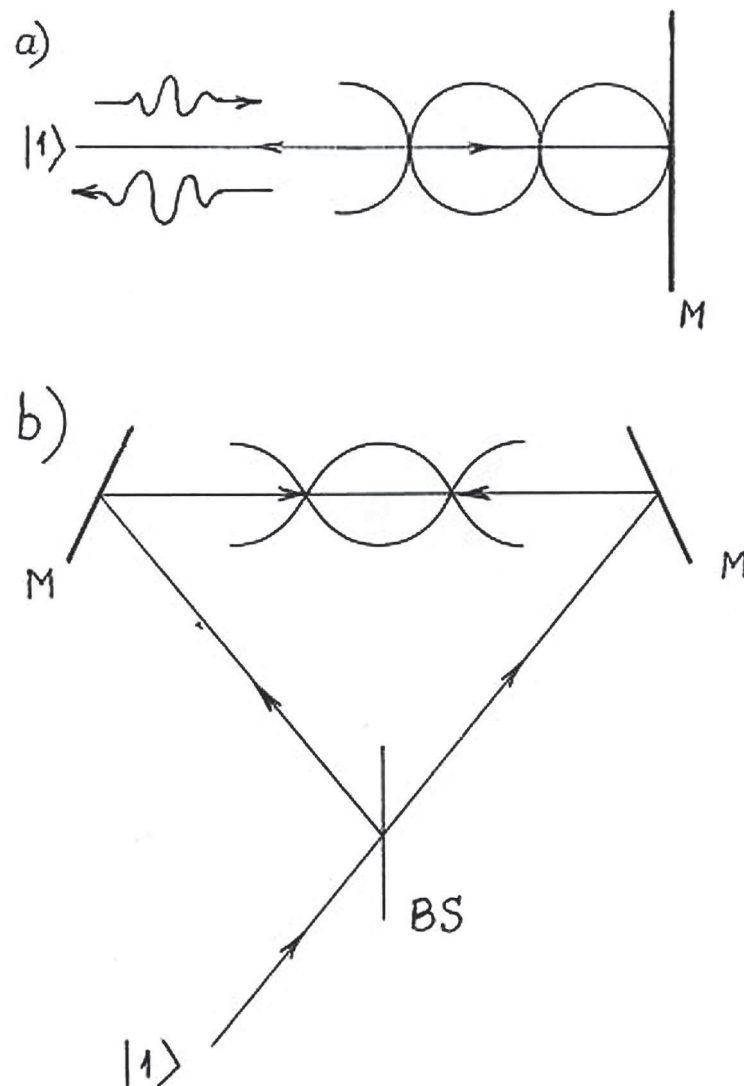


Рис. 3. Стоячая волна «однофотонного волнового пакета», демонстрирующая прерывистость траектории и исчезновение фотона в узлах: а) при нормальном отражении от одиночного зеркала М; б) фотон образует стоячую волну, симметричную относительно отражающих зеркал М при помощи светоделителя BS

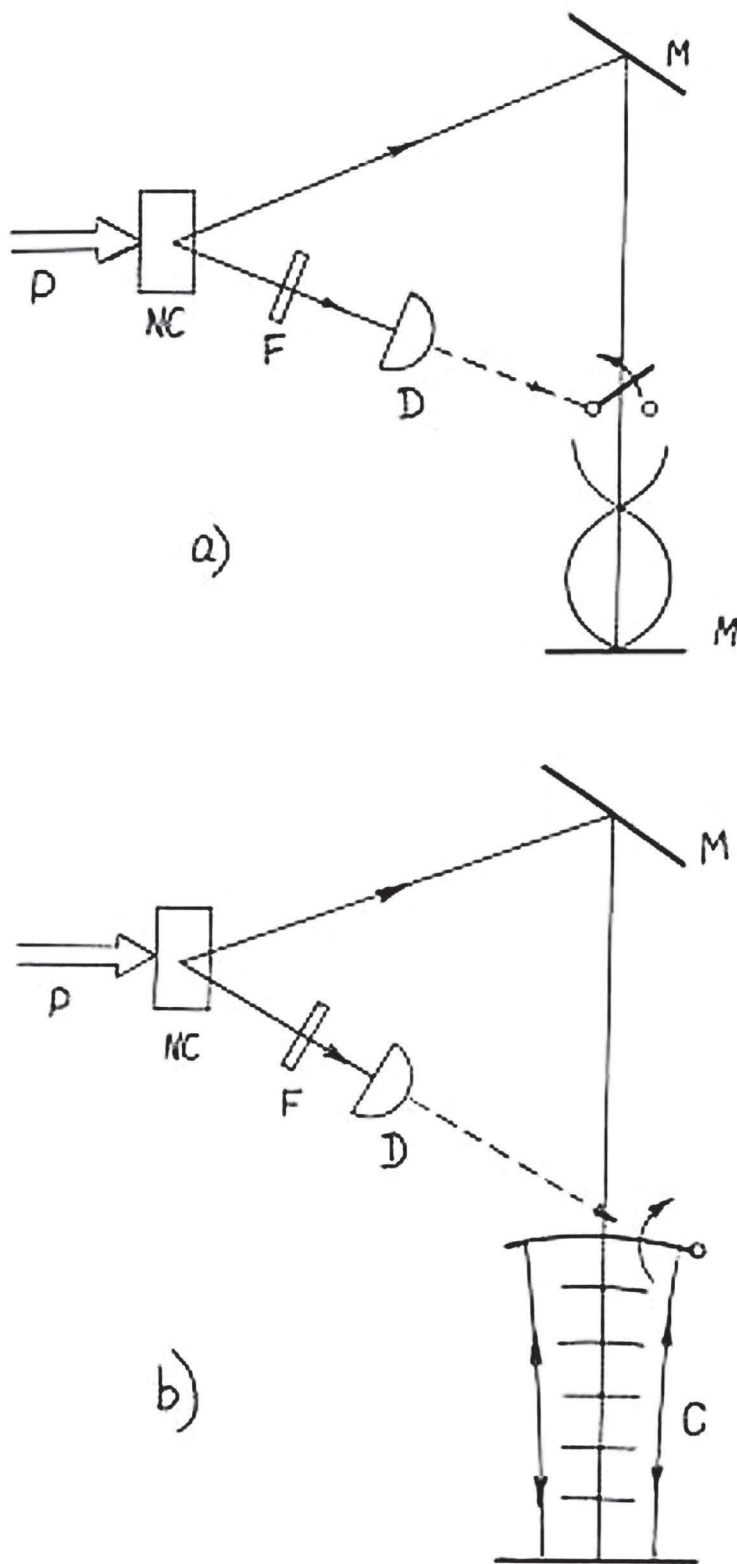


Рис. 4. Схемы формирования интерференции одиночного фотона во времени и стоячей волны:
 а) под действием монохроматической лазерной накачки P в нелинейном кристалле NC рождаются фотонные пары. Один из парных фотонов регистрируется детектором D , и второй фотон проходит к зеркалу M , образуя стоячую волну. Светофильтр F установлен для того, чтобы генерируемые коррелированные фотонные пары были узкополосными и имели достаточную для интерференции длину когерентности. В варианте б) однофотонные состояния закачиваются в резонатор C с идеально отражающими зеркалами, и там тоже формируется стоячая волна, т.е. фотон может быть обнаружен лишь в периодически локализованных отделенных друг от друга областях, между которыми – в узлах – фотона нет, несмотря на, казалось бы, его движение от зеркала к зеркалу. Верхнее зеркало резонатора выполняет также функцию затвора

Натурный же эксперимент, как представляется, возможен лишь с многофотонными состояниями. Например, в [13] формировалась горизонтальная стоячая световая волна в резонаторе, на которую сверху падали одиночные атомы рубидия ^{85}Rb . Последние вели себя так, как будто они преодолевали дифракционную решетку, что доказывает, во-первых, ее наличие, во-вторых, косвенно доказывает отсутствие фотонов в узлах, т.е. тоже своего рода прерывистость траектории.

Можно также попробовать «рассмотреть» рентгеновскую стоячую волну электронным микроскопом. Узлы и пучности там вряд ли заметить, но увеличение отклонения электронов в узлах должно быть заметно, что тоже свидетельствует о осциллирующем характере траектории рентгеновских фотонов. Хотя не бесспорно: ведь отсутствие изменения траекторий электронов, пересекающих узлы можно трактовать как результат одновременного действия двух встречных фотонов.

Перейдем теперь к другим интересным, на наш взгляд, проявлениям интерференции одиночных фотонов во времени.

Вернемся к параметрическому рассеянию света. За счет эффекта фазового синхронизма и использования длинного нелинейного кристалла (см. например [14]) можно добиться генерации узкополосных парных фотонов. Заклучим теперь один из каналов генерации, скажем, сигнальный, в резонатор с идеально отражающими зеркалами (сверхпроводящими, либо использующими эффект полного внутреннего отражения). Настроим резонатор так, чтобы частота генерации сигнального фотона приходилась точно на интерференционный минимум резонатора. Будет ли происходить рождение фотонных пар? Очевидно, нет, поскольку такого типа колебаний в идеальном резонаторе быть не может. Кроме того, затравкой параметрического рассеяния являются нулевые флуктуации вакуума. А в идеальном резонаторе на частоте генерации за счет селекции их просто нет (аналогично эффекту Казимира)!

Итак, рождение фотонных пар прекращается. Но этот эффект можно трактовать и как интерференцию еще не рожденного в процессе параметрического рассеяния фотона самого с собой, поскольку такая интерференция препятствует его рождению!

Эту схему можно еще более упростить. Поместим возбужденный одиночный двухуровневый атом в резонатор, например, в центре идеально отражающей сферы, радиус которой таков, что если бы атом излучил фотон, то для частоты двухуровневого спонтанного перехода отраженное излучение вернулось бы в противофазе (рис. 5). Ясно, что такого излучения в резонаторе быть не может, следовательно, атом так и останется возбужденным. А что это, как не интерференция еще не рожденного фотона самого с собой в различные моменты времени? Чем это хуже двулучевой интерференции Юнга одиночного фотона?

Подчеркнем также сравнительную простоту рассмотренных нами интерференционных схем в том смысле, что нам не требуется запутанных (entangled) фотонных пар, как это имеет место, напр. в [15,16].

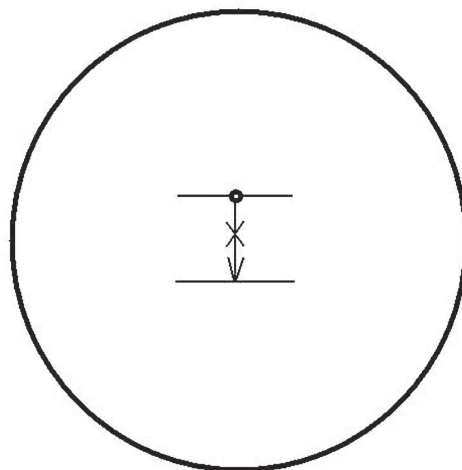


Рис. 5. Возбужденный двухуровневый атом, помещенный в центр закрытого сферического резонатора с идеально отражающей внутренней поверхностью, никогда не испустит фотона, если частота перехода попадает на интерференционный минимум резонатора (антирезонанс). Это можно рассматривать как самоинтерференцию еще не рожденного одиночного фотона

Заключение

Вопрос, вынесенный нами в заголовок, возник потому, что объективное существование фотона, как представляется, должно быть связано с его индивидуальным существованием, которое очень трудно представить как возникновение фотоотчетов из какой-то таинственной сущности. Но именно такая «сущность» видится при анализе рассмотренного нами эксперимента по наблюдению трехлучевой интерференции, когда она – эта сущность – при детектировании «складывается» то в два, то в один фотоотчет. Еще более этот вопрос обостряется «стоячей волной» одиночного фотона. Как можно говорить о том, что он «куда-то летит», если его «траектория» прерывиста и он периодически исчезает, «ныряя» в вакуум (или ведет себя подобно бризеру в электромагнитной волне, распространяющейся в нелинейной среде)? А как может интерферировать сам с собой еще не рожденный фотон? Ответа мы не знаем, но, как принято в квантовой теории, для предсказания поведения бозонов можно использовать мысленную эмпирическую модель, которая не укладывается в существующее представление о 4-хмерном пространстве-времени как некоей сцене, на которой разыгрывается действие. Все это скорее свидетельствует в пользу концепции дальнего действия.

Благодарности

Авторы благодарны А.А. Подшивалову, В.В. Тарасенко и М.Х. Шульману за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A.V. Belinsky, D.N. Klyshko. *Laser Physics* 6 (1996) 1082.
2. А.В. Белинский. Квантовые измерения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний. 2008.
3. A.V. Burlakov, M.V. Chekhova, D.N. Klyshko et.al. *Phys. Rev. A* 56 (1997) 3214.
4. Д.Н. Клышко. *УФН* 164 (1994) 1187.
5. А.Н. Матвеев. *Атомная физика*. М.: Высшая школа. 1989.
6. М.Б. Менский. *Научный журнал «Метафизика»* 3 (2012) 103.
7. Ю.С. Владимиров. *Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий*. Ч.1. Теория систем отношений. М.: МГУ. 1996.
8. Ю.С. Владимиров. *Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий*. Ч.2. Теория физических взаимодействий. М.: МГУ. 1998.
9. И.З. Цехмистро. О парадоксе Эйнштейна-Подольского-Розена. *Философия науки*. №1 (1984) 46.
10. А.В. Белинский. *УФН* 173, 95 2003.
11. Фриш О. «Возьмем фотон и ...» *УФН* 90 379–386 (1966).
12. Р. Фейнман, А. Хиббс. *Квантовая механика и интегралы по траекториям*. М.: Мир. 1968.
13. S. Durr, T. Nonn, G. Rempe. *Nature* 395 33 (1998).
14. А.В. Белинский. *Вестник МГУ. Сер.3. Физика. Астрономия*. 3 (1999) 34.
15. E. Megidish, A. Halevy, T. Shacham, T. Dvir, L. Dovrat, and H. S. Eisenberg. *arXiv:1209.4191v1 [quant-ph]* 19 Sep 2012.
16. R. Wiegner, C. Thiel, J. von Zanthier, G. S. Agarwal. *arXiv:1102.1490v1 [quant-ph]* 8 Feb 2011.

Поступила в редакцию 11.02.2015

Белинский Александр Витальевич, снс каф компьютерных методов физики Физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова, Воробьевы горы, д.ф.-м.н., 89852900488.
E-mail: belinsky@inbox.ru

Лапшин Владимир Борисович, зав. каф. физики земли Физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова, Воробьевы горы, д.ф.-м.н., проф., 89852220267.
E-mail: lapshin-vb1@mail.ru

A. V. Belinsky, V. B. Lapshin

Photon model: electromagnetic field or action at a distance concept?

Keywords: Single photon interference, quantum paradoxes.

PACS: 03.65.Ta, 03.65.Ud, 42.50.Dv, 42.50.Xa

The photon's objective existence must be associated with its individual essence. In this connection the photon's particular qualities are regarded as individual quantum particles in various experimental cases. When observing the three-beam interference effect, it turns out that before the photo detection in the light field (provided it exist!) there ought to be present both single-photon and two-photon states though the energy necessary for them is twice as little.

The arising paradoxically situation can hardly be described by any realistic model. It's necessary to use a certain empirical nonlocal model of the photon, which makes it possible to forecast its nontrivial behavior. Through its help there have been analyzed the variants of the single photon's time interference and its potentials of formation the standing wave with the silent zones on the way of its propagation, i.e. in fact with the discreet pathway (in case it really exists), the case of the self- interference of the unborn single photon in the resonator. All this puts difficult questions in search of adequate interpretation of the quantum theory and tends to accept the long-range interaction conception.

REFERENCES

1. A.V. Belinsky, D.N. Klyshko. *Laser Physics* 6 (1996) 1082.
2. A.V. Belinsky. *Quantum measurements*. Moscow, BINOIM. Knowledge laboratory. 2008.
3. A.V. Burlakov, M.V. Chekhova, D.N. Klyshko et.al. *Phys. Rev. A* 56 (1997) 3214.
4. D.N. Klyshko. *UFN* 164 (1994) 1187.
5. A.N. Matveev. *Atomic physics*. Moscow, Higher school. 1989.
6. M.B. Mensky. *Scientific magazine «Methaphysics»*. 3 (2012) 103.
7. Yu.S. Vladimirov. *Relational theory of space-time and interactions*. Part 1. Theory of systems of relations. Moscow, Moscow State University, 1996.
8. Yu.S. Vladimirov. *Relational theory of space-time and interactions*. Part 2. Theory of physical interactions. Moscow, Moscow State University, 1998.
9. I.Z. Tsehmistro. About Einstein-Podolsky-Rosen paradox. *Philosophy of science*. N 1 (1984) 46.
10. A.V. Belinsky. *UFN* 173, 95 2003.
11. O. Frish. «Let's take a photon and...» *UFN* 90 379–386 (1966).
12. R. Feynman, A. Hibbs. *Quantum mechanics and path integrals*. Moscow, MIR. 1968.
13. S. Durr, T. Nonn, G. Rempe. *Nature* 395 33 (1998).
14. A.V. Belinsky. Review of Moscow State University. Series 3. Physics. Astronomy. 3 (1999) 34.
15. E. Megidish, A. Halevy, T. Shacham, T. Dvir, L. Dovrat, and H. S. Eisenberg. arXiv:1209.4191v1 [quant-ph] 19 Sep 2012.
16. R. Wiegner, C. Thiel, J. von Zanthier, G. S. Agarwal. arXiv:1102.1490v1 [quant-ph] 8 Feb 2011.

Received 11.02.2015

Belinsky Alexander Vital'evich, senior sc.res. of computer methods in physics chair, Physical Faculty of Moscow State University named after M.V.Lomonosov, phis.-mat.doct.

E-mail: belinsky@inbox.ru

Lapshin Vladimir Borisovich, chief of chair, physics of Earth, Physical Faculty of Moscow State University named after M.V.Lomonosov.

E-mail: lapshin-vb1@mail.ru