СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕНОСТЕЙ ДЛЯ СОЛИТОНОВ

Чаварга Н.Н.
Ужгородский национальный университет 88 000, ул. Пидгирна, 46.
E-mail: nikolay.chavarga@mail.ru

Получено соотношение неопределенностей в предположении, что фотон представляет собой солитонное образование, а длина фотона совпадает с его длиной волны.

1.Введение

В принципе, может выясниться, что квантовая теория в ее теперешней форме неправильна… Если когда-либо будет доказано, что принцип неопределенности неверен, то мы должны будем ожидать полной перестройки физической теории. **Дж. Б. Мэрион,** [1, с. 609].

Как известно, трактовка физического смысла соотношения неопределенностей базируется на идее о невозможности одновременного измерения с какой угодно большой точностью некоторых характеристик микрообъектов, таких как координата и импульс микрочастицы или энергия и время измерения энергии частицы. Более того, наиболее последовательные сторонники квантовой теории утверждают даже, что эти характеристики у микрообъектов не существуют одновременно: «В действительности же ситуация здесь иная – просто сам микрообъект не может одновременно иметь и определенную координату, и определенную соответствующую проекцию импульса», [2, с.35].

Мировоззренческие выводы, которые делаются из анализа соотношения неопределенности, имеют чрезвычайно большое значение для физики. Уже в первой своей работе, в которой был сформулирован принцип неопределенности, Гейзенберг в качестве одного из основных выводов утверждал, что «квантовая механика определенно установила несостоятельность закона причинности». В современной литературе соотношению неопределенностей уделяют существенно меньше внимания, чем теории относительности или вероятностной интерпретации смысла ψ-функции волнового уравнения. В прошлом, однако, претензии к трактовке сущности соотношения высказывались неоднократно. Споры по этому поводу и позиции оппонентов красочно охарактеризовал Сомерсет Моэм в книге «Подводя итоги» (1927 г.): «Два виднейших ученых нашего времени относятся к принципу Гейзенберга скептически. Планк высказал мнение, что дальнейшие исследования устранят кажущуюся аномалию, а Эйнштейн назвал философские идеи, основанные на этом принципе, «литературой», боюсь, что это лишь вежливый вариант слова «чушь»… Сам Шредингер сказал, что никакое окончательное и исчерпывающее суждение по этому вопросу сейчас невозможно», [3, с. 179].

Все сказанное выше свидетельствует о том, что вопрос все-таки нельзя считать решенным окончательно. Можно считать очевидным, что если соотношение неопределенностей подобным образом оценивали Планк, Шредингер, Эйнштейн, де Бройль и др., то любое исследование на эту тему заслуживает быть вынесенным на суд читателей.

2. Изменение внутренней энергии квантовой системы и эмиссия фотона

Пусть у нас имеется квантовая система, например, атом, в одном из возможных для него возбужденных состояний E_2, рис.1. При переходе в менее возбужденное состояние с энергией E_1 энергия объекта изменяется на величину $\Delta E=E_2–E_1$. При этом переход свободной системы сопровождается испусканием фотона, основные характеристики которого определяются формулой Планка $E= h\nu$, где E имеет смысл заключенной в фотоне энергии. Предполагается, что в процессе рождения фотона выполняется закон сохранения энергии, поэтому величина изменения энергии системы совпадает с величиной энергии, сконцентрированной в фотоне:

$$E_2 - E_1 = \Delta E = E = h\nu \qquad (2.1)$$

где E_2, E_1 и ΔE – характеристики системы,

E и $h\nu$ – характеристики фотона.

Если мы запишем,

$$\Delta E = E \qquad (2.2)$$

как часть (2.1), то должны помнить, что ΔE относится к квантовой системе, а E – к фотону.

Величина ν является характеристикой только фотона, она определяет частоту колебательного процесса в фотоне, период которого равен:

$$T = \frac{1}{\nu} \qquad (2.3)$$

Величина T в уравнении (2.3) уже может в одинаковой мере относиться к фотону и к системе, но только в том случае, если длина фотона равна длине его волны λ. Не цуг волн длиной порядка метра и более, как принято считать в литературе, [4, 5], а всего лишь λ, рис.1.

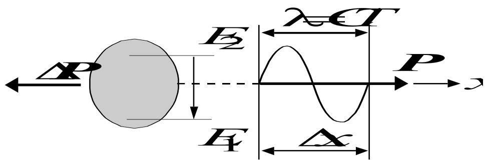

Рис.1. Излучение квантовой системой фотона, длина которого Δx совпадает с его длиной волны λ.

Этому условию может удовлетворить образ фотона как специфического солитонного образования, ограниченного по двум координатам, но имеющего возможность распространяться по третьей координате. При этом колебательный процесс характеризуется определенной частотой и длиной волны, которые связаны между собой известным соотношением

$$\lambda = \frac{C}{\nu} = CT \qquad (2.4)$$

С учетом (2.3), соотношение для фотона $E=h\nu$ можно записать в виде

$$E = h\nu = \frac{h}{T} \qquad (2.5)$$

Или же:

$$E\,T = h \qquad (2.6)$$

У нас нет абсолютно никаких оснований сомневаться в верности (2.6), ибо это только другая запись соотношения Планка. Хотя это и формула Планка в другом представлении, но по внешнему виду она совпадает с известным соотношением неопределенности. Убедимся в том, что это не случайное совпадение.

Обозначим через $\Delta t = t_2 - t_1$ время перехода системы из состояния E_2 в E_1. Закон сохранения энергии вместе с принципом причинности требуют, чтобы продолжительность рождения фотона и продолжительность изменения состояния квантовой системы совпадали. В противном случае может получиться так, что энергия системы убывает, но при этом не уносится фотоном, или фотон уже улетел, а система еще «переходит»; или система уже завершила переход, а фотон еще не улетел и ждет чего-то, и т.д. Если длина фотона равна его длине волны λ, то период колебания T совпадает со временем изменения состояния системы Δt, т.е.,

$$\Delta t = T \qquad (2.7)$$

Учитывая (2.2) и (2.7), выражение (2.6), **справедливое для фотона**, можно представить в виде известного соотношения, справедливого для квантовой системы:

$$\Delta E\,\Delta t = h \qquad (2.8)$$

Физический смысл входящих в (2.8) величин нами уже выяснен, поэтому выражение

(2.8) как целое имеет следующий смысл: если в процессе перехода квантовой системы ее энергия изменяется на величину ΔE, то произведение величины изменения энергии на длительность перехода Δt всегда постоянно и равно h. Чем дальше друг от друга находятся энергетические уровни, тем быстрее осуществляется квантовый переход, квантовый скачок. Сам скачок в принципе можно представить как некий апериодический колебательный процесс с частотой $\nu=1/\Delta t$. Очевидно, что поскольку величина ΔE в соотношении (2.8) имеет тот же смысл, что и в известном соотношении Гейзенберга, а в правой части соотношения имеется только постоянная Планка, то величина Δt просто вынуждена иметь смысл времени перехода системы между энергетическими уровнями.

По сути дела, (2.8) – это другая запись формулы Планка. Для ее вывода достаточно было дополнительного предположения, что длина фотона равна его длине волны. Как этот образ согласуется с интерференционными опытами, и почему в физике появилось понятие цуга волн, – это тема для отдельного разговора. Некоторые аспекты этой проблемы будут рассмотрены в следующей нашей работе. Сейчас же отметим, что величине Δt в (2.8) мы никак не можем приписать смысла величины времени измерения энергии системы (продолжительности измерения). <u>Ни при анализе формулы Планка, ни при выводе (2.8) мы ни разу не обращались к проблеме измерения какой-либо величины.</u>

С другой стороны, математика предполагает, что все величины, присутствующие в физических формулах, являются измеренными величинами, причем измеренными с бесконечной точностью. Это означает, что если Δt – время перехода системы из одного состояния в другое, то это одновременно и измеренная величина этого времени. Не длительность измерения энергии системы, а длительность ее перехода с одного энергетического уровня на другой. Эта величина не может быть меньшей реальной длительности процесса, ибо нельзя завершить измерения длительности процесса до завершения самого процесса. Вместе с тем, при наличии идеальных приборов, каковы «используются в математике», после завершения процесса измерять уже нечего.

В реальных исследованиях результат измерения какой-либо величины, или длительности какого-либо процесса, зависит от профессиональной подготовки исследователя, от методики измерений и от имеющейся у него аппаратуры. Уравнение (2.8) указывает, что для того чтобы измерить время перехода квантовой системы из одного состояния в другое, нам не нужно следить за этим процессом и вмешиваться в него со своей аппаратурой. Для этого нам достаточно измерить длину волны фотона с помощью спектрального прибора. Измерив длину волны фотона, мы однозначно определяем его частоту $\nu=C/\lambda$. Зная частоту фотона, через формулу Планка $\Delta E=E=h\nu$ определяем разницу в энергиях уровней $\mathit{\Delta E}$, а через соотношение $\Delta t=T=1/\nu$ определяем величину времени $\mathit{\Delta t}$ – продолжительности перехода системы из одного состояния в другое. <u>Как это ни странно прозвучит в свете развиваемой в литературе вокруг этого вопроса философских дискуссий, но иначе как одновременно величины $\mathit{\Delta E}$ и $\mathit{\Delta t}$ мы просто не можем измерить</u>. Мы не можем также величинам, входящим в (2.8) приписать какой-либо иной физический смысл, например, связанный с процессами измерения.

Очевидно, что соотношение (2.8) мы никак не можем назвать соотношением неопределенности – все входящие туда величины имеют ясное определение, а выражение в целом является строгим равенством. Иначе говоря, мы никак не можем вместо знака равенства в (2.8) поставить знак « $\le$ » или « $\ge$ » чтобы превратить его в соотношение неопределенностей. Напомним, что (2.8) было получено на основе предположения о выполнении закона сохранения энергии и принципа причинности.

3.Изменение импульса квантовой системы и фотона

Известно, что фотон обладает свойствами корпускулы, но вряд ли можно говорить всерьез о представлении, что квант энергии существует в системе, например в атоме, в виде отдельного объекта. Однако для простоты анализа мы можем себе это позволить. Более того, мы допустим, что, находясь в системе, он там покоится, т.е. что его импульс равен нулю и начинает возрастать в процессе эмиссии фотона – аналогично тому, как возрастает импульс пули в процессе ее движения вдоль ствола. В этом случае мы можем говорить, что импульс фотона изменился на некоторую величину *ΔP* – от нуля до *P*, где *P* – импульс фотона, величина которого определяется из соотношения де Бройля:

$$P = \frac{h}{\lambda} \tag{3.1}$$

Если мы предполагаем, что во время испускания фотона закон сохранения импульса выполняется, то имеем право утверждать, что такой же величины импульс *ΔP*, получит и система в качестве импульса отдачи. С другой стороны, образ фотона, длина которого совпадает с его длиной волны, позволяет нам вместо λ записать *Δx*, т.е. величину пространства, занимаемого фотоном, см. рис.1. Таким образом, вместо (3.1) имеем:

$$P = \frac{h}{\Delta x} \tag{3.2}$$

Учитывая, что численно $\Delta P=P$, левая часть уравнения может относиться и к системе, и к фотону, а правая – к фотону, имеем:

$$\Delta P\, \Delta x = h \tag{3.3}$$

Выражение (3.3) получено <u>для фотона</u>, и имеет следующий физический смысл: произведение величины импульса фотона на величину пространства, занимаемого фотоном, равно *h* для любого фотона. Если (2.8) – это формула Планка, только в другом представлении, то (3.3) – это соотношение де Бройля. По сравнению с формулой де Бройля (3.1), в (3.3) содержится только предположение, что $\lambda=\Delta x$.

Если закон сохранения импульса в процессе эмиссии фотона выполняется, то выражение (3.3) должно быть справедливым и для другого участника процесса – для квантовой системы, однако величине Δx, как характеристике фотона, мы вряд ли сможем сопоставить адекватную величину в квантовой системе. Величина Δx в принципе не может представлять величину перемещения системы за какое-нибудь время, ибо эта величина кроме всего прочего зависит от массы квантовой системы, которая в анализируемые соотношения никак не входит. Не может она представлять и геометрические размеры системы, ибо квант одной и той же длины волны может быть испущен маленьким атомом водорода, или большой молекулой. Кроме того, длина волны фотона, например, видимой области, составляет порядка 500 *нм*, в то время как размер атома порядка 1 *нм*.

Аналогично тому, как величины ΔE и Δt из (2.8) измеряются одновременно, величины ΔP и Δx из (3.3) также измеряются одновременно – путем измерения длины волны фотона.

Для вывода соотношения, которое описывает квантовую систему с точки зрения ее импульса, мы воспользуемся тем, что для фотона $\lambda=\Delta x=C\cdot T$. Учитывая, что в соответствии с нашим предположением $T=\Delta t$, выражение (3.3) <u>для системы</u> можно записать следующим образом:

$$\Delta P \Delta t = h / C \tag{3.4}$$

Т.е. импульс, полученный квантовой системой во время испускания фотона, умноженный на время изменения состояния системы (или же время получения этого импульса), равен *h/C* для любого перехода и для любой квантовой системы – для ядра, атома, молекулы, кластера.

Нетрудно увидеть, что если фотону приписать некую «массу движения *m*», то ему можно приписать и импульс $\Delta P=mC$, и тогда (3.4) можно записать в виде

$$mC \Delta t = h / C$$

или:

$$mC^2 \Delta t = h \tag{3.5}$$

Поскольку величины Δt и h в выражении (3.5) имеют тот же смысл, что и в (2.8), выражение mC^2 обязано иметь тот же смысл, что и ΔE в (2.8). Отсюда мы получаем известное соотношение

$$\Delta E = mC^2$$

а (3.5) при этом переходит в (2.8), т.е. и формула Планка в записи (2.8), и соотношение де Бройля в записи (3.4), отражают одну и ту же сущность, только в разных терминах. Очевидно, что для фотона выражение (3.4) целесообразнее записать в виде:

$$PT = h/C \tag{3.5}$$

Физический смысл величин, входящих в левые части выражений (3.4) и (3.5), разный, поскольку они описывают разные объекты, но сами величины численно равны, а по физическому смыслу сопоставимы.

Подводя итог изложенному до настоящего момента, можно сказать следующее:

1. Величина ΔE как разница в энергетических состояниях квантовой системы, равна энергии кванта E, т.е. эти величины для квантовой системы и фотона взаимно сопоставимы и имеют близкий физический смысл для обоих объектов. <u>Это означает, что в микромире закон сохранения энергии выполняется строго.</u>

2. Величине Δt, как продолжительности процесса перехода квантовой системы из одного состояния в другое, можно поставить в соответствие период колебательного процесса в фотоне T (<u>В микромире причинность соблюдается строго</u>). Возможно, что формула Планка в записи $E{\cdot}T=h$ несколько более адекватно отражает физический процесс, происходящий в фотоне, чем формула $E=h{\cdot}\nu$.

3. Величина ΔP для квантовой системы означает импульс отдачи, получаемый системой в процессе испускания фотона, и эта величина количественно равна импульсу P, которым обладает фотон. <u>В микромире закон сохранения импульса выполняется строго.</u>

4. Величина Δx является пространственной характеристикой фотона и совпадает с его длиной волны λ. В квантовой системе эта величина не имеет наглядного истолкования, ей можно сопоставить величину $C\,\Delta t$, где Δt – время рождения фотона, или время перехода системы из одного состояния в другое.

5. В теоретических исследованиях все величины считаются измеренными с бесконечной точностью. Это обстоятельство задается самой сущностью математики.

6. Выражения, связывающие характеристики квантовой системы и фотона, имеют вид:

Для системы:	Для фотона:			
$\Delta E\,\Delta t = h$	$E\,T = h$	или	$E = h\nu$	(Планк)
$\Delta P\,\Delta t = h/C$	$\Delta P\,\Delta x = h$	или	$P\lambda = h$	(де Бройль)

Очевидно, что поскольку в этих соотношениях стоят строгие знаки равенства, вместо термина «неопределенность» мы должны подыскать новый термин. Вполне возможно, что лучше будет ввести термин «соотношение приращений».

В заключение можно сказать, что соотношение неопределенности определенно не установило несостоятельности закона причинности, и Гейзенберг явно поспешил с выводами.

4. Прохождение фотоном узкой щели

При анализе прохождения фотоном узкой щели следует обратить внимание на то, что это явление хорошо наблюдается в случае, если длина волны фотона сопоставима с шириной щели. В оптических спектральных дифракционных приборах, предназначенных для работы в диапазоне 500 – 8000 Å, наиболее часто применяют решетки с 1200 *штр/мм*, что соответствует шагу d нарезки, примерно 8000 Å (точнее 8 333,(3) Å). Если полагать, что ширина щели примерно в два раза меньше шага нарезки, то выходит, что фотоны с длиной волны в два раза большей, чем ширина щели, уже не могут «протиснуться» сквозь щель. Для них поверхность решетки в значительной степени уже имеет свойства зеркала.

Наглядно процесс преодоления фотоном узкой щели можно относительно неплохо проиллюстрировать с помощью модели колеблющейся гантели, в которой два упругих шара соединены между собой пружиной, рис.2. В зависимости от того, в какой фазе гантель подойдет к щели, с каким прицельным расстоянием она втиснется в щель, гантель может проскочить щель без изменения направления своего поступательного движения, или с изменением на некоторый угол в плоскости рисунка в ту или иную сторону.

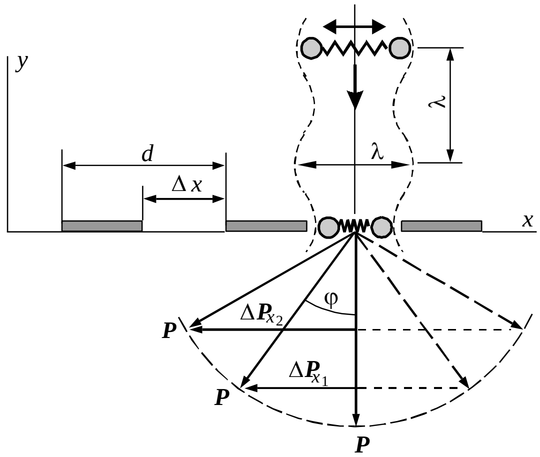

Рис.2. Прохождение колеблющейся гантелью узкой щели. Прицельное расстояние равно нулю.

Мы допускаем, что фотон может провзаимодействовать со стенкой щели аналогично тому, как от стенки может оттолкнуться гантель. Главное отличие состоит в том, что гантель может оттолкнуться на произвольный угол, в то время как фотон – только на дискретный. Вполне правдоподобно будет выглядеть, если мы допустим, что в пределах щели у фотона, как у волнового объекта, может образоваться поперечная гармоника, свойства которой описываются соотношением де Бройля

$$\Delta P\, \Delta x = h \qquad (4.1)$$

Число узлов в этой гармонике (стоячей волне, ограниченной размерами Δx) может изменяться только дискретно. Это означает, что импульс, который можно приписать гармонике, также может измениться только дискретно, пропорционально импульсу ΔP из соотношения (4.1).

$$\Delta P_x = n\, \Delta P \qquad (4.2)$$

где n = 0, 1/2, 1, 3/2, соответственно количеству полуволн в гармонике.

При «попытке излучить эту гармонику» фотон получает в поперечном направлении импульс ΔP_x и изменяет направление своего движения на некоторый угол φ. Известно, что заключенная в фотоне энергия при подобном взаимодействии не изменяется (не изменяется длина волны). Следовательно, импульс фотона также не изменится, поскольку эти величины в фотоне связаны соотношением де Бройля. Это означает, что измениться может только направление импульса. На рисунке этот факт отображен тем, что конец вектора P описывает окружность. Как видно из рисунка,

$$\Delta P_x = P \sin \varphi \qquad (4.3)$$

Учитывая (4.1), (4.2), (4.3) и формулу де Бройля $h = \lambda P$, имеем

$$\Delta x \sin \varphi = n\, \lambda \qquad (4.4)$$

Умножим левую и правую части (4.4) на 2:

$$2\Delta x \sin \varphi = 2n\, \lambda \qquad (4.5)$$

Учитывая, что $2\Delta x = d$ (рис.2), а также что $k = 2n$ = 0, 1, 2, 3,..., имеем:

$$d \sin \varphi = k\, \lambda \qquad (4.6)$$

Формула (4.6) – это хорошо известная нам формула дифракционной решетки, где k –

номер спектрального порядка.

5.Прохождение фотонами объектива телескопа

Из теории оптических инструментов известно, что «квант света должен быть по крайней мере таким же больши▪м, как наиболее крупные объективы; и поскольку невероятно, чтобы объем кванта зависел от величины наших инструментов, можно себе его представить еще значительно бóльшим», Лоренц, [4, с.81]. Аналогичным образом ставил вопрос и Шредингер: «Если единичный световой импульс не будет обладать шириной волнового фронта минимум в 2,5 метра, то разрешающая способность большого 2,5-метрового телескопа-рефлектора в обсерватории Маунт-Вильсон будет не лучше, чем у самого маленького», [5, с.16]. В наше время Шредингер назвал бы цифру 8,4 метра – таков на сегодняшний день рекорд в деле построения оптических зеркальных телескопов.

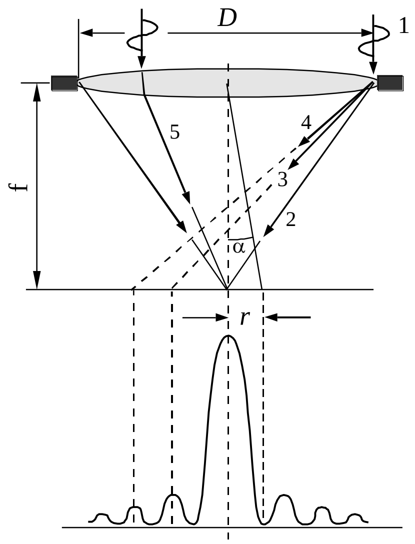

Рис.3. Образование интерференционных колец в объективе телескопа.

Когда говорят, что фотон должен иметь поперечные размеры не меньшие, чем диаметр объектива телескопа, то имеют в виду следующее. Известно, что изображение точечного объекта, например звезды, собирательная линза рисует в виде точки конечных размеров, окруженной рядом концентрических колец меньшей интенсивности, рис. 3. Поскольку источник испускает фотоны хаотично, не когерентно, появление интерференционных колец объясняют взаимодействием частей волны одного и того же фотона. При этом радиус центрального пятна может быть определен из формулы:

$$r = \frac{1.22\ f\ \lambda}{D} \qquad (5.1)$$

где λ – длина волны фотона, *D* – диаметр объектива, *f* – фокусное расстояние.

Величина *r* ограничивает угловое расстояние (в радианах), которое еще удается разрешить с помощью этого объектива (с учетом критерия Релея):

$$\alpha = \frac{1.22\,\lambda}{D} \qquad (5.2)$$

Если мы предполагаем, что поперечные размеры фотона порядка λ, то должны ответить на вопрос: почему разрешающая способность оптического объектива зависит от его диаметра, почему линза львиную долю фотонов направляет в центральный максимум (лучи 5 и 2), а незначительную часть (лучи 3 и 4) не может?

Наше предположение состоит в том, что если на линзу объектива падает поток параллельных фотонов (от звезды), то в точку, геометрические размеры которой порядка поперечного размера фотона, соберутся только те фотоны, которые не контактировали с оправой объектива. Количество фотонов, контактирующих с оправой, оценить нетрудно. Поперечное сечение фотона можно принять равным:

$$S_1 = \frac{\pi \lambda^2}{4} \qquad (5.3)$$

Фотоны, контактирующие с оправой, попадают в кольцо диаметром D и шириной λ. Площадь этого кольца равна:

$$S_2 = \pi D \lambda \qquad (5.3)$$

Количество фотонов, контактирующих с линзой, равно отношению площадей S_2 и S_1:

$$n_1 = \frac{S_2}{S_1} = \frac{4D}{\lambda} \qquad (5.4)$$

Общее число фотонов, прошедших сквозь объектив, равно отношению площади объектива $S_3 = \frac{\pi D^2}{4}$ к площади фотона S_1:

$$n_2 = \frac{S_3}{S_1} = \frac{D^2}{\lambda^2} \qquad (5.5)$$

Степень размазанности пятна, которую мы обозначим символом k, можно определить как отношение количества фотонов, принимающих участие в размазывании изображения точки, к общему количеству фотонов:

$$k = \frac{n_1}{n_2} = \frac{4\lambda}{D} \qquad (5.6)$$

Таким образом, мы получили формулу, с точностью до коэффициента отражающую зависимость разрешающей способности объектива от его диаметра и длины волны фотона:

$$\alpha = \frac{1.22\lambda}{D} \qquad (5.2)$$

Процесс взаимодействия фотонов с оправой носит вероятностный характер – одни фотоны отклонятся, другие нет, одни поглотятся оправой, другие нет и т.д. Из рисунка 3 видно, что чем меньше диаметр объектива при данном фокусном расстоянии и длине волны, тем большим будет относительное число фотонов, которые провзаимодействовали с оправой. Чем больше фокусное расстояние при данном диаметре объектива, тем больше радиус интерференционных колец – лучи 2, 3 и 4 успеют разойтись на большие расстояния.

6.Работа интерферометра Майкельсона

В литературе принято считать, что ряд экспериментов свидетельствуют в пользу длинного фотона – так называемого цуга волн. Здесь имеются в виду результаты наблюдений интерференции в приборе Майкельсона или в опытах с пластинкой Люммера – Герке. Поскольку интерференция в ряде случаев наблюдается при разности хода лучей порядка одного метра (несколько миллионов длин волн), а явление наблюдается в некогерентном свете (газовый разряд, пламя), [6, с.143], приходится допускать, что интерферировать могут только «обрывки» одного и того же фотона. Фотон должен делиться на эти обрывки при падении на плоскопараллельную пластинку интерферометра или при выходе из нее, т.е. на границе двух оптических сред. Вот мнение Лорентца по этому поводу: «…рассмотрение простейших интерференционных явлений, например, колец Ньютона, показывает, что во всяком случае кванты должны быть делимы, ибо лучи разлагаются на две части, которые идут по разным путям и в конце концов приходят к месту, где интерферируют», [4, с.81].

При внимательном рассмотрении работы интерферометра Майкельсона можно обнаружить, что образ фотона как длинного цуга на самом деле больше затрудняет понимание вопроса, чем проясняет. Мы будем исходить из предположения, что фотоны строго подчиняются формуле Планка. Известно, что пучки фотонов делятся на границе оптических сред – часть пучка отражается, а часть проникает внутрь другой среды. Если при этом деление испытывают отдельные фотоны, то, в соответствии с законом Планка, образовавшиеся части фотона должны увеличить длину волны. В случае, если деление происходит на две равные части, длина волны должна увеличиться в два раза. Из эксперимента известно, что цвет пучков света не меняется, т.е. длина волны фотонов не изменяется. Отсюда можно сделать только два вывода: или фотон в подобной ситуации не испытывает деления, или испытывает, но продукты деления не подчиняются формуле Планка. Естественно, что мы отдаем предпочтение первому выводу.

Не лучше обстоит дело и с интерференцией обрывков фотона. Допустим, что плечи интерферометра равновеликие и составляют 0,5 *метра*. Допустим далее, что длина цуга равна 1 *метру* (в литературе можно встретить упоминание и о более длинных цугах). Из рисунка 4 видно, что независимо от того, в какую сторону уйдет первая половина цуга (цифрой 1 обозначена первая половина, цифрой 2 – вторая), при их встрече на пластинке вторая догонит первую и квант восстановит свою длину. Это означает, что первая часть цуга не может повлиять на состояние второй. Такой же результат получится и в случае, если обрывок 1 проникнет сквозь полупрозрачную пластинку, а обрывок 2 свернет к левому зеркалу. Очевидно, что если цуг не претерпит деления на части на посеребренной пластинке, то об интерференции не может быть и речи.

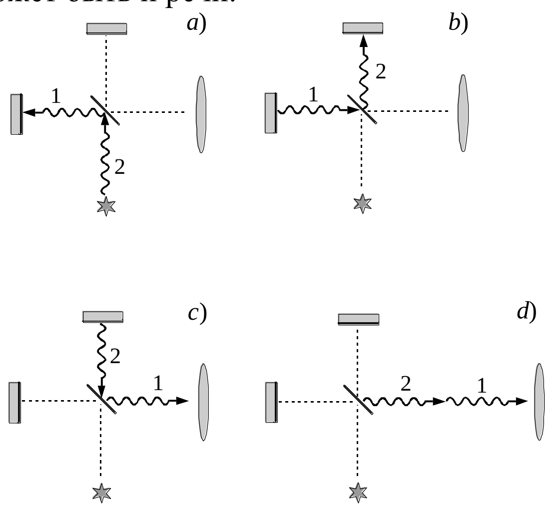

Рис.4. Прохождение длинного цуга волн сквозь интерферометр Майкельсона. Фотон делится полупрозрачной пластинкой на части 1 и 2.

Таким образом, мы приходим к выводу, что делением кванта света (кванта как длинного цуга волн) на полупрозрачной пластине нельзя объяснить происхождение интерференционной картины в приборе с равными плечами. Если же плечи прибора не равные, например, левое плечо длиннее на 50 %, то к выходу из интерферометра обрывки придут одновременно, но только в случае, если часть 1 всегда сворачивает налево, и если фотон делится на пластинке пополам. На данном этапе у нас нет никаких оснований для того, чтобы выдвигать подобные требования.

Для объяснения механизма образования интерференционной картины в приборе Майкельсона с использованием образа фотона, длина которого равна его длине волны, мы воспользуемся тем фактом, что для большой разницы в плечах прибора интерференция наблюдается только при использовании источников с газовыми разрядами, [6]. Известно, что газовые разряды являются рабочим телом целого ряда лазеров. Это означает, что из такого источника даже при отсутствии резонатора могут излучаться «обрывки вынужденного излучения» – относительно длинные «цуги фотонов», где каждой длине волны соответствует отдельный фотон. **Не фотон, как длинный цуг волн, а цуг, как длинная цепочка**

фотонов.

Далее нам нужно допустить, что фотоны в цуге соединены таким образом, что при падении на посеребренный слой пластинки интерферометра цуг делится следующим образом. Фотоны с нечетными порядковыми номерами сворачивают в одну сторону (например, влево), а фотоны с четными – в другую (например, проходят прямо), рис. 5. Для наглядности фотоны с нечетными номерами изображены в виде черточек, а фотоны с четными – в виде овалов. В итоге изображение цуга получается в виде своеобразной «цепи».

На последнем этапе прохождения цугом интерферометра четные и нечетные фотоны сходятся по другую сторону посеребренного слоя. При этом если для одного из фотонов осуществляется процесс отражения от посеребренного слоя, то для второго в то же самое время осуществляется процесс «выхода» наружу из пластины. Геометрия прибора принуждает их двигаться далее в одном направлении, занимая при этом одно и то же место в пространстве. Если бы два фотона и в самом деле могли двигаться в одном направлении, совпадая при этом, и сохраняя прежнюю длину волны, то мы бы, фактически, получили новый фотон, длина волны которого осталась бы прежней, но энергия, заключенная в нем, была бы в два раза больше прежней. Очевидно, что такой фотон не подчиняется формуле Планка – в соответствии с этой формулой он должен уменьшить длину волны в два раза. В эксперименте изменение цвета светового пучка не наблюдается. Это означает, что фотоны на поверхности пластинки должны как-то провзаимодействовать друг с другом, повлиять друг на друга таким образом, чтобы, двигаясь дальше, они не занимали одно и то же место в пространстве. Похоже, что у них просто нет другого выхода, как оттолкнуть друг друга с общего пути и изменить направление своего движения, рис.5. Последнее и воспринимается нами как интерференционная картина. С предлагаемой точки зрения под интерференцией мы, по сути дела, должны понимать «дифракцию фотонов на фотонах».

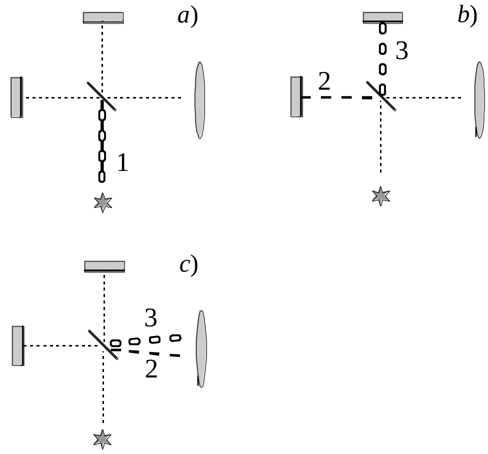

Рис.5. Движение цуга фотонов в интерферометре Майкельсона:
a) 1 – падающий цуг фотонов, черточками изображены фотоны с нечетными номерами, овалами – фотоны с четными номерами, *b*) 2 – фотоны с нечетными номерами изменили направление движения, 3 – фотоны с четными номерами проникли сквозь пластинку, *c*) – провзаимодействовавшие четные и нечетные фотоны оттолкнули друг друга с общего пути.

Практически всякое новое предположение позволяет сделать вывод о возможной дополнительной его экспериментальной проверке. Идею о том, что в интерферометре Майкельсона взаимодействуют не части отдельных фотонов, а отдельные фотоны как обрывки цуга фотонов, можно проверить, если для экспериментов использовать источник света, который гарантирует эмиссию отдельных фотонов, т.е. гарантирует отсутствие цугов. В наше время такой источник изготовить нетрудно. Для этого нужно организовать в закрытом пространстве процесс возбуждения атомов электронным ударом в условиях однократности столкновений. Эти условия легко обеспечить при давлениях порядка 10^{-3} *мм рт. ст.* и электронных токах порядка 100 *А*/*м*^{2}. Такие плотности тока легко получить с помощью обычных электронных пушек, которые используются в исследованиях процессов электронно-атомных столкновений. В качестве атомов проще всего использовать инертный газ с тяжелыми атомами – для уменьшения влияния эффекта Допплера.

Если изложенное выше относительно образа фотона адекватно отражает действительность, то в предлагаемом эксперименте интерференционная картина не должна наблюдаться ни при каких соотношениях в длине плеч прибора – фотон не может делиться на части, значит и взаимодействовать некому. Отметим, что отсутствие интерференционной картины нельзя будет объяснить низким уровнем сигнала, поскольку при указанных выше условиях область столкновений хорошо наблюдается визуально, т.е. фотонов имеется вполне достаточно, а интерференция может наблюдаться и при более слабом сигнале: «Хорошо известно, что интерференционные полосы можно фотографировать при крайне слабых интенсивностях (многосуточные экспозиции)», [7, с.48]. При достаточной моноэнергетичности электронного пучка можно добиться того, что возбуждаться будет только один энергетический атомный уровень, т.е. исследуемое излучение окажется монохроматическим, что существенно облегчает наблюдение интерференционной картины.

Что касается эффекта Допплера, то в предлагаемом источнике фотонов его влияние на длину волны фотона не больше, чем в электрическом разряде, а существенно меньше, поскольку возбуждение ионным ударом отсутствует.

В качестве достаточно сильного аргумента против образа фотона как длинного цуга волн можно привести тот факт, что в настоящее время уже известны лазерные импульсы, длительность которых составляет $\sim 4 \cdot 10^{-15}$ *сек*, [8]. Это означает, что световой импульс занимает в пространстве место $\sim 1{,}2 \cdot 10^{3}$ Å, что уже сравнимо с длиной волны фотона.

Заключение

В заключение можно сказать, что соотношение неопределенности определенно не установило несостоятельности закона причинности, и Гейзенберг явно поспешил с выводами.

Если долгие поиски меня чему-либо научили, то итог их таков: мы гораздо дальше от понимания элементарных процессов, чем полагает большая часть современников, и шумные торжества не соответствуют современной ситуации.

А. Эйнштейн

Литература

1.Мэрион Дж.Б. Физика и физический мир. – М.: Мир,1975. – 624 с.
2.Тарасов Л.В. Основы квантовой механики. – М.: Наука, 1978. – 287 с.
3.Подольный Р. Нечто по имени Ничто. – М.: Знание, 1983. – 191 с.
4.Лорентц Г.А. Старые и новые проблемы физики. – М.: Наука, 1970. – 370 с.
5.Шредингер Э. Новые пути в физике. – М.: Наука. 1971. – 428 с.
6.Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976. – 926 с.
7.Вавилов С.И. Микроструктура света. – М.: ИАН, 1950. – 198 с.
8.Желтиков А.М. Сверхкороткие световые импульсы в полых волноводах // УФН. Т. 172. 2002, № 7. – С.743–776.