

Фундаментальные открытия кванта пространства-времени и сверхсильного электромагнитного взаимодействия.

Часть 3. Природа и структура фотона.

©В.С. Леонов

Статья направлена в «Журнал экспериментальной и теоретической физики» 19.04.2005

После введения в 1905 году кванта излучения, названного впоследствии фотоном, Эйнштейн по праву считается одним из основоположников квантовой теории. Однако, Эйнштейн так и не смог смириться со статистическим характером волновой функции, являющейся основой расчетного аппарата современной квантовой (волновой) механики, считая, что в конечном итоге, квантовая теория должна быть детерминирована. Только после открытия в 1996 году кванта пространства-времени (квантона) стало возможным разработка детерминированной квантовой теории. Стал возможным классический анализ структуры основных элементарных частиц, включая фотон, минуя волновую функцию. Установлено, что фотон является двухроторной релятивистской частицей, электрический и магнитный роторы которой существуют одновременно и лежат в ортогональных плоскостях поляризации. Пересечение плоскостей поляризации образуют главную ось фотона, вокруг которой возможно вращение плоскостей поляризации. Главная ось фотона направлена по вектору скорости его движения в квантованной среде. В таком виде фотон представляет собой волну-частицу, некий концентрированный сгусток электромагнитной энергии квантованного пространства-времени, летящий с волновой скоростью света. Электромагнитное поле фотона удовлетворяет двухроторному уравнению Максвелла. Впервые получены расчетные параметры фотона: напряженности электрического и магнитного полей в роторах фотона, плотности токов электрического и магнитного смещения, сами токи, и многие другие параметры, которые оставались недоступными для расчета. Установлено, что замедление света в оптической среде обусловлено волновой траекторией фотона в результате вероятностного захвата фотоном атомных центров решетки оптической среды, когда вектор скорости фотона в квантованной среде не совпадает с вектором скорости в среде оптической. PACS: 12.10. Kt, 12.10. –g, 12.60. – I, 14.80. Hv, 03.30.+p, 03.50. – k, 03.50.De, 03.70.+k,

Содержание:

1. Введение	2
2. Электромагнитная природа фотона и модели роторов	5
3. Электромагнитный след фотона в квантованной среде	17
4. Волновое уравнение фотона	26
5. Полная двухроторная структура фотона	30
6. Причины замедления света в оптической среде	37
7. Вероятностный захват фотоном атомных центров решетки оптической среды	39
8. Векторная диаграмма комплексной скорости фотона в оптической среде	47
9. Волновая траектория фотона в оптической среде	50
10. Силы, действующие на фотон в оптической среде	55
11. Показатель преломления оптической среды	58
12. Заключение	60
Литература	61

1. Введение

Данная работа является продолжением анализа новых фундаментальных открытий кванта пространства-времени (квантона) и сверхсильного электромагнитного взаимодействия (СЭВ) применительно к исследованию структуры и параметров фотона. Парадоксально, но квант излучения (фотон) был открыт раньше кванта пространства-времени (квантона) почти на столетие, несмотря на то, что фотон является вторичным образованием в квантованном пространстве-времени. Именно квантованное пространство-время представляет собой единое эйнштейновское поле, являющееся носителем сверхсильного электромагнитного взаимодействия. Новые открытия послужили основой для создания теории упругой квантованной среды (УКС) и теории единого электромагнитного поля (ТЕЭП), которая объединяет все известные фундаментальные взаимодействия [1,2].

Необходимо напомнить, что Эйнштейн стоял у истоков квантовой теории и именно он ввел понятие кванта излучения [3,4]. Парадоксально, но именно Эйнштейн до конца жизни не принял статистический характер волновой функции, на которой базируется современная квантовая теория. Его научная позиция основывалась на классическом восприятии явлений и событий, полагая, что квантовая теория должна быть предсказуема, то есть – детерминирована [5,6].

Сегодня с уверенностью можно утверждать, что Эйнштейн выиграл этот научный спор. Открытие квантона вернуло квантовой теории классическое поле как единое электромагнитное поле, в том понимании, когда все квантовые процессы и события разворачиваются на едином поле внутри квантованного пространства-времени. Наличие единого поля позволяет принципиально изменить расчетный аппарат квантовой теории, делая его доступным и предсказуемым. Чтобы раскрыть природу и структуру фотона понадобилось всего несколько фундаментальных идей, три из которых принадлежат Эйнштейну:

1. Идея единого поля, которая в теории упругой квантованной среды (УКС) воплотилась в квантованное пространство-время [1,2].
2. Идея детерминизма в квантовой теории.
3. Идея фотона, как специфической волны-частицы.
4. Анализ роторных уравнений Максвелла.
5. Соотношение Планка между энергией W излучения фотона и его частотой ν

$$W = \hbar\nu \quad (1)$$

где $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – постоянная Планка.

Все перечисленные выше фундаментальные идеи (кроме уравнений Максвелла) относятся к началу 20 века, и их оказалось достаточно для создания классической теории фотона. Практически, более крупных идей в теории фотона, чем перечисленные выше, в 20 веке не было высказано. И то, что дальнейшее развитие теории фотона было отложено почти на столетие, сопряжено с принципиальными ошибками в необоснованном отказе от светоносной среды, и не только самого Эйнштейна, но всей теоретической физики 20 века. Это не умаляет заслуг Эйнштейна перед наукой, поскольку право на ошибку имеет каждый ученый, и не ошибается тот, кто ничего не делает. Необоснованный отказ от светоносной среды состоялся в результате неверной трактовки опытов Физо и Майкельсона-Морли [1,2].

Парадоксально, но именно Эйнштейн на протяжении всей научной деятельности развивал идею объединения пространства и времени в единую концепцию пространства-времени, пытаясь объединить электромагнетизм и гравитацию, и которую использовали для отказа от светоносной среды. Если характеризовать физику 20 века в целом, несмотря на огромные достижения, в основном экспериментального плана, в теоретическую физику внедрилось ряд парадоксальных положений, одним из которых является отказ от светоносной среды. В конечном итоге это привело к новому кризису в квантовой теории, поскольку, несмотря на громадные средства, вложенные в разработку мощнейших

ускорителей частиц и квантовых генераторов, результаты всех последующих исследований не приблизили физику к пониманию структуры элементарных частиц, включая фотон.

Чтобы расчистить образовавшиеся завалы в развитии квантовой теории, необходимо было вернуть физике светоносную среду как фундаментальное свойство квантованного пространства-времени. Для этого необходимо было получить аналитический вывод уравнений Максвелла, которые ранее были записаны им чисто эмпирически для придания математической основы законам электромагнитной индукции Фарадея. Аналитический вывод уравнений Максвелла состоялся только в результате анализа электромагнитного возмущения квантованного пространства-времени, являющегося переносчиком электромагнитной волны. Доказано, что в пустом пространстве электромагнитная волна переноситься не может, так же как не может распространяться свет [1,2].

Именно неправильная трактовка роторных уравнений Максвелла послужила дополнительной основой для отказа от светоносной среды, неверно полагая, что электромагнитное поле является самостоятельной субстанцией, не требующей носителя в виде светоносной среды. Считалось, что ротор магнитного поля рождает ротор поля электрического, и наоборот, порождая электромагнитную волну. Но в работе [2] было показано, что экспериментально данная концепция не подтверждается. Роторы магнитного и электрического поля в электромагнитной волне существуют одновременно. Это означает, что в электромагнитной волне, в отличие от действия законов электромагнитной индукции в электрических цепях, магнитное поле не рождает поле электрическое, и наоборот. Распространение электромагнитной волны в вакууме обязано квантованному пространству-времени как светоносной среде [1].

Другим парадоксом современной физики является неправильная трактовка распространения света в оптических средах. Частично этот вопрос рассмотрен в работе [2]. Полному обоснованию волнового характера движения фотона в оптической среде по извилистой волновой траектории, посвящена данная работа. Движение фотона в оптической среде привязано к светоносной квантованной среде. Оптическая среда искажает прямую траекторию фотона в квантованной среде, заставляя фотон совершать дополнительные поперечные колебания внутри решетки оптической среды. В результате, двигаясь в квантованной среде со скоростью света C_0 , но по извилистой волновой траектории, фотон проходит одно и то же расстояние в оптической среде за большее время, если бы это расстояние фотон прошел по прямой линии. Создается эффект замедления скорости фотона в оптических средах. Но чтобы понять причины указанных явлений, необходимо было раскрыть двухроторную структуру фотона и увязать его параметры с выражением (1), когда энергия фотона остается пропорциональной только частоте его электромагнитного поля.

Из всех элементарных частиц фотон стоит обособленно, поскольку не может находиться в состоянии покоя, как абсолютного, так и относительного. Фотон живет только на скорости света внутри квантованного пространства-времени, представляя собой частицу-волну, и при остановке бесследно исчезает, передавая свой импульс энергии атому (молекуле). Скорость фотона в невозмущенном гравитацией пространстве-времени является константой $C_0 \approx 3 \cdot 10^8$ м/с. В возмущенном гравитацией квантованном пространстве-времени скорость C фотона замедляется [1,2]

$$C = C_0 \sqrt{1 - \frac{\gamma_n R_g}{r}} \quad (2)$$

где r – расстояние от центра гравитационного возмущения до координат, в которых определяется скорость света, м;

R_g – гравитационный радиус возмущающей массы m , м;

γ_n – нормализованный релятивистский фактор

$$\gamma_n = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{R_g^2}{R_S^2}\right) \frac{v^2}{C_0^2}}} \quad (3)$$

$$R_g = \frac{Gm}{C_0^2} \quad (4)$$

где $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Нм}^2/\text{кг}^2$ – гравитационная постоянная;
 R_S – радиус гравитационной границы (радиус возмущающей массы), м;
 v – скорость движения возмущающей массы, м/с.

Другим выражением, кроме (2), для определения скорости C фотона, физика не располагает. Выражение (2) подчиняется принципу сферической инвариантности, который устанавливает, что все тела сохраняют конфигурацию своего гравитационного поля независимо от скорости движения тела. Сжатие гравитационного поля в направления движения отсутствует. Это означает, что скорость света на поверхности Земли независимо от горизонтальной ориентации плеч интерферометра Майкельсона, остается постоянной. Это и было зафиксировано в опытах Майкельсона и Морли.

С другой стороны, принцип сферической инвариантности позволяет рассматривать Землю как независимый локальный центр, определяя принцип относительно-абсолютного дуализма, когда принцип относительности проявляется как фундаментальное свойство квантованного пространства-времени. Наличие бифуркации энергии на кривой разгона при переходе из неинерциальной системы в инерциальную систему отсчета, и наоборот, позволяет утверждать, что принцип относительности не требует более никакой дополнительной экспериментальной проверки, поскольку наблюдается практически во всех опытах по ускорению тел (частиц) [2].

Ранее в [2] отмечалось, что опыты по исключению светоносной среды были поставлены некорректно. Для этого необходимо было на пути фотона исключить светоносную среду. Но в земных условиях такой эксперимент поставить невозможно. Это означает, что исключение светоносной среды из физики было необоснованным. Было обоснованным исключение гипотетического механистического эфира со свойствами эфирного ветра, которого как теперь доказано в теории УКС, просто не существует в природе. Но механистический эфир не имеет никакого отношения к квантованному пространству-времени как светоносной среде.

И все же опыт, который доказывает, что разрыв светоносной среды приводит к нарушению ее светопроводности, поставлен самой природой в астрофизике на поверхности черной дыры. Действительно, для статической черной дыры при $\gamma_n=1$ скорость света C (2) на ее поверхности ($r=R_g$) равна нулю. Это означает, что свет не может выйти из черной дыры и проникнуть внутрь, делая ее невидимой. Это объясняется тем, что на поверхности черной дыры квантовая плотность среды ρ_1 равна нулю, создавая разрыв светоносной среды. При падении на черную дыру, фотон замедляет свою скорость до нуля и прекращает существование. Таким образом, сильное гравитационное поле черной дыры поглощает фотоны [2].

Именно наличие светоносной среды является обязательным условием существования фотона как частицы-волны. Только в условиях квантованного пространства-времени возможно исследование природы и структуры фотона. Современные знания о фотоне крайне скудны, и касаются некоторых его отдельных свойств, таких как: энергия $\hbar\nu$ (1), спин $1\hbar$, релятивистский импульс $p = \hbar\nu / C$, масса покоя равна 0. Расчетный математический аппарат носит чисто феноменологический характер, не позволяя получить конкретные расчетные параметры фотона для любой длины волны, а также не позволяет прояснить его структуру [7].

2. Электромагнитная природа фотона и модели роторов

Чтобы подойти вплотную к раскрытию структуры фотона и его конкретных параметров в условиях классического электромагнитного поля Максвелла необходимо провести анализ состояния фотона в квантованном пространстве-времени, как неразрывной его части. Поскольку фотон не обладает массой покоя и находится постоянно в движении со скоростью света C , то речь может идти только о частице-волне в квантованной среде. Но эта одиночная волна сгруппирована так, что представляет собой некий волновой энергетический сгусток подобный корпускуле, проявляя корпускулярно-волновые свойства. По этой причине фотон не может переносить свободный электрический заряд, подобно электрону, а также включать в себя свободный магнитный заряд ввиду отсутствия таковых в природе, которые проявляют себя только как связанные заряды в структуре квантона и квантованной среды.

Сегодня фотон как частица-волна не вызывает сомнения в своей реальности, проявляя корпускулярные и волновые свойства. Но и в этом плане еще не преодолены до конца старые стереотипы. В фотоэффекте фотон принимается в виде шарика. Рассматривая волновые свойства фотона, его отождествляют с неким волновым электромагнитным цугом, опираясь на классические представления об электромагнитной волне. Имеющиеся противоречия необходимо устранить, полагая, что фотон-шарик при движении в квантованной среде одновременно переносит электромагнитную волну, но эта волна естественным образом должна отличаться от классической электромагнитной волны, несмотря на классическую основу.

Чтобы совместить структуру фотона-шарика и его электромагнитное волновое поле в единую конструкцию, необходимо было преодолеть сложившиеся стереотипы и вернуться к анализу светонесущей среды, которая в теории УКС представлена как упругая квантованная среда являющаяся носителем сверхсильного электромагнитного взаимодействия (СЭВ).

В работе [1] подробно рассмотрена природа электромагнетизма в квантованной среде и приведен аналитический вывод уравнений Максвелла для классической электромагнитной волны непрерывного типа. Объяснить одновременность электрической и магнитной компонент в электромагнитной волне удалось только в теории УКС на основании анализа электромагнитной поляризации квантованной среды, когда смещение электрических зарядов в квантоне приводит к одновременному смещению магнитных зарядов, нарушая магнитное равновесие квантованной среды, и наоборот. Это можно записать через плотности токов электрического \mathbf{j}_e и магнитного \mathbf{j}_g смещения электрических и магнитных зарядов квантонов в квантованной среде в виде векторного произведения [1]

$$[\mathbf{C}_0 \mathbf{j}_e] = \mathbf{j}_g \quad (5)$$

Выражение (5) представляет собой обобщенное единое уравнение Максвелла для вакуума, устанавливая взаимную ортогональность трех векторов \mathbf{C}_0 , \mathbf{j}_e , \mathbf{j}_g . Причем вектора \mathbf{j}_e и \mathbf{j}_g лежат в плоскости ортогональной вектору скорости \mathbf{C}_0 в направлении движения волны, определяя поперечный характер электромагнитных колебаний. Уравнение (5) можно записать в комплексной форме через гармоническое изменение векторов (с точкой) напряженности электрического $\dot{\mathbf{E}}$ и магнитного $\dot{\mathbf{H}}$ полей в электромагнитной волне

$$\varepsilon_0 [\mathbf{C}_0 \dot{\mathbf{E}}] = -\dot{\mathbf{H}} \quad (6)$$

где $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная.

Безроторное уравнение (6) легко может быть преобразовано в волновое уравнение, показывая, что для образования электромагнитной волны в квантованной среде нет необходимости в роторных уравнениях. И все же, роторы в электромагнитной волне присутствуют, причем присутствуют одновременно два ротора: электрический и магнитный, как этого требуют уравнения Максвелла. Двухроторное единое уравнение Максвелла для электромагнитной волны, описывающее одновременность ее электрической и магнитной компонент, вытекает из (6)

$$\varepsilon_0 \mathbf{C}_0 \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\operatorname{rot} \mathbf{H} \quad (7)$$

Природа уравнений (5)...(7) определена тем, что электрические и магнитные заряды внутри квантона связаны между собой энергетически, обеспечивая одновременную циркуляцию электрической и магнитной энергии, устанавливая периодичность циркуляции в виде электромагнитных колебаний в квантованной среде [1].

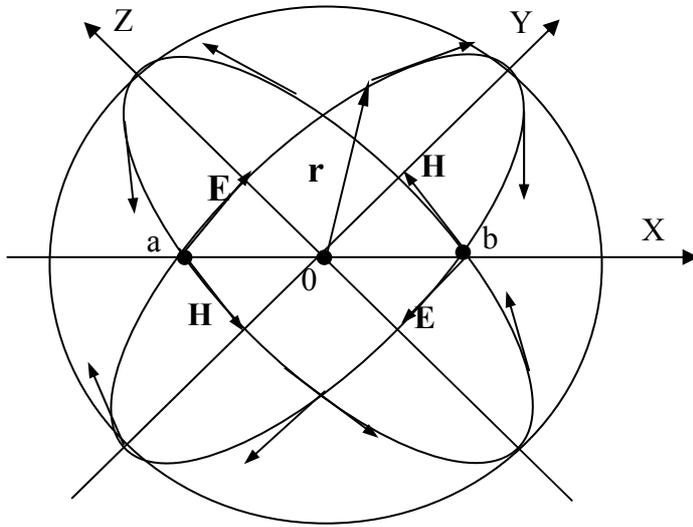


Рис. 1. Одновременная циркуляция векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} по сфере электромагнитной волны в ортогональных сечениях.

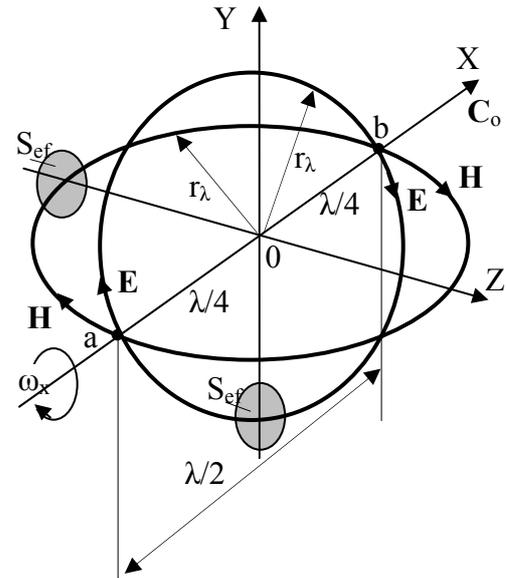


Рис. 2. Двухроторная структура фотона с вращением плоскостей поляризации.

На рис. 1 представлена схема одновременной циркуляции векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в виде роторов (7) по сфере электромагнитной волны в ортогональных сечениях. Источник сферической электромагнитной волны расположен в центре O . Любые два ортогональных сечения сферы волны дают две диагональные точки a и b , координаты которых произвольны. В точках a и b векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} ортогональны друг другу, а сами роторы (7) циркулируют в ортогональных плоскостях ZOX и YOX , удовлетворяя уравнению (7). Причем, какие бы произвольные координаты диагональных точек a и b не были заданы на сфере волны, картина электромагнитного поля сферической волны будет представлена схемой рис. 1 для произвольно повернутого рисунка в пространстве [1].

Двухроторное дифференциальное векторное уравнение (7) электромагнитного поля в вакууме, если исходить из единства электромагнитных явлений, должно описывать не только сферическую волну, но и электромагнитное поле фотона. Однако по своей природе сферическая классическая электромагнитная волна и электромагнитное поле фотона столь различны в свойствах, что кажется противоестественным использовать полученные результаты для описания фотонного излучения.

Интенсивность классической электромагнитной волны определяется вектором Пойнтинга $|\mathbf{E}\mathbf{H}|$, устанавливающим объемную плотность электромагнитной энергии W_v [1]

$$W_v = \frac{\mathbf{E}\mathbf{H}}{C_0} \quad (8)$$

Выражение (8) включает модули действующего значения напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей электромагнитной волны независимо от частоты излучения. Аналогичную плотность объемной энергии в вакууме обеспечивают статические поля с напряженностью ортогональных векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} .

Интенсивность (энергия излучения W) фотонного излучения пропорциональна его частоте ν (1) или обратно пропорциональна длине волны $\lambda = C_0/\nu$

$$W = h\nu = h \frac{C_0}{\lambda} \quad (9)$$

Независимость интенсивности излучения от частоты в (8) и полная ее зависимость от частоты в (7), казалось бы, несовместимые положения, которые не должны вытекать из анализа единого дифференциального уравнения (7) электромагнитного поля. Однако, начальные условия излучения сферической волны и фотонного излучения различные, а соответственно, различный результат дает анализ уравнения (7).

Представим, что сферическую волну аналогичную рис. 1 и описываемую двухроторным уравнением (7), излучил релятивистский электрон. Кстати, к релятивистским электронам можно отнести и орбитальный электрон атома, находящийся внутри гравитационной ямы атомного ядра. В данной работе этот вопрос не рассматривается, поскольку теория излучения орбитального электрона является большим самостоятельным разделом теории единого электромагнитного поля (ТЕЭП). Необходимо только отметить, что наличие гравитационной ямы [2] у ядра атома объясняет постоянство энергии системы электрон-ядро, когда увеличение электрической энергии системы при сближении электрона с ядром, компенсируется уменьшением ее гравитационной энергии. По этой причине электрон даже на сильно вытянутой орбите не излучает [8]. Но как показали вычисления, излучение орбитального электрона происходит только в момент достижения им предельной критической скорости и ускорения вблизи атомного ядра. В этом случае скорость электрона приближается к скорости света, определяя излучение орбитального электрона как излучение релятивистской частицы.

Одно дело, когда источник электромагнитного излучения неподвижен или движется в области нерелятивистских скоростей, то электромагнитная волна в пространстве образует классическую сферическую волну, фронт которой увеличивается, раздуваясь по сфере при удалении от источника. И совсем другое дело, когда источник излучения движется на релятивистских скоростях.

Рассмотрим процесс, когда релятивистский электрон сформировал двухроторную (7) сферическую волну подобную на рис. 1 в результате преобразования дефекта массы в электромагнитное излучение. Теория относительности однозначно утверждает, что такая сферическая волна, летящая со скоростью света, раздуться не может, как классическая сферическая волна. В этом ключ проблемы. Не раздувающаяся волновая электромагнитная сфера, летящая на скорости света, и представляет собой фотон в виде волнового шарика-корпускулы, диаметр которого постоянен. Но это не сплошной шарик, а шарик включающий в себя два ротора (7), представляя волновой сгусток энергии электромагнитной поляризации квантованной среды, след от движения которой в квантованной среде оставляет за собой одиночную волну.

По-видимому, имеется очень незначительный промежуток времени, в течение которого формируется фотон, и когда он еще имеет возможность раздуться в интервале скоростей от скорости C внутри гравитационной ямы, до конечного диаметра в момент достижения скорости света C_0 . Можно допустить, что фотоны высокой энергии формируются быстрее, например при аннигиляции электрона и позитрона, поэтому их диаметр будет меньше.

Итак, установлено, после излучения и формирования конечного диаметра на скорости света двухроторный шарик-фотон раздуться далее не может, сохраняя свой диаметр. Можно отметить, что фотон необходимо рассматривать как целостноспиновую частицу. Это вытекает из эквивалентности между электричеством и магнетизмом в электромагнитной волне и наличием двух роторов у фотона, каждый из которых характеризует частицу с половинным спином, а в сумме обеспечивает ей целый спин.

Необходимо также учитывать вращение ортогональных плоскостей поляризации фотона, в которых лежат два указанных ротора электрической и магнитной поляризации среды. Это вращение наблюдается вокруг оси в направлении движения фотона. Тогда действительно, фотон как двухроторная частица с вращением плоскостей поляризации, подобен шаровой частице-корпускуле. Такая частица в квантованной среде также должна подчиняться принципу сферической инвариантности, сохраняя свою шаровую форму и

диаметр. Рассмотрим более подробно корпускулярные и волновые свойства фотона с двухроторной структурой.

На рис. 2 представлена двухроторная структура фотона с вращением плоскостей поляризации в прямоугольных координатах. Направление скорости C_0 движения фотона совпадает с главной осью X . Роторы \mathbf{E} и \mathbf{H} лежат в ортогональных плоскостях поляризации YOX и $Z OX$, соприкасаясь в окрестностях диагональных точек a и b . Плоскости поляризации вращаются вокруг главной оси X с циклической частотой ω_x , которая не связана напрямую с частотой циркуляции роторов электромагнитного поля. Очевидно, что поток векторов циркуляции определяется эффективным сечением S_{ef} роторов. Это один из основных новых параметров фотона, который ранее не рассматривался, и без участия которого невозможно проведение дальнейших расчетов.

Анализ квантованной структуры фотона на рис. 2 показывает, что фотон может представлять собой полуволновой двухроторный объемный электромагнитный резонатор, циркуляция векторов напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей которого обусловлена постоянством электромагнитной энергии фотона. Это достигается противофазным изменением электрической и магнитной энергии фотона, когда увеличение ее магнитной компоненты ведет к уменьшению электрической компоненты, и наоборот. Полуволновой резонатор – это одна из двух моделей фотона, поскольку может быть принята целостноволновая модель.

В [1] было показано, что все волновые электромагнитные процессы в квантованной среде связаны с циркуляцией электрической и магнитной энергии в противофазе, тем самым, обеспечивая ее постоянство. Это относится и к фотону, устанавливая постоянство его энергии на заданной частоте. Векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} являются производными от изменения энергии, независимо от уменьшения или увеличения электрической и магнитной компонент энергии фотона.

Поэтому при постоянстве общей энергии фотона, изменение ее электрической и магнитной компонент ведет к одновременному проявлению в противофазе векторов \mathbf{E} и $(-\mathbf{H})$, обеспечивая их циркуляцию по ротору в плоскостях поляризации. Для векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} важен знак направления циркуляции, который периодически меняется, определяя направление циркуляции по часовой стрелке или против нее. Циркуляция векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} взаимосвязана двухроторным уравнением Максвелла (7), каждое из которых определяет плотности токов электрического \mathbf{j}_e и магнитного \mathbf{j}_g смещения (5) в роторе [1]

$$\begin{cases} \mathbf{j}_e = \text{rot}\mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \mathbf{j}_g = \frac{1}{\mu_0} \text{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \end{cases} \quad (10)$$

где $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \text{Гн/м}$ – магнитная постоянная.

Изменение векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} во времени для фотона, который представляет собой релятивистский электромагнитный резонатор в квантованной среде, должно происходить по гармоническому закону: синусоидальному или косинусоидальному. Поскольку первичное нарушение электромагнитного равновесия квантованной среды связано со смещением зарядов по синусоидальному закону, то примем, что изменение напряженности поля определяется косинусоидальной функцией [1]

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \mathbf{E}_a \cos 2\pi vt \\ \mathbf{H} = \mathbf{H}_a \cos(-2\pi vt) \end{cases} \quad \mathbf{E} \perp \mathbf{H} \quad (11)$$

В (11) вектора \mathbf{E} и \mathbf{H} рассматриваются как мгновенные во времени, а вектора \mathbf{E}_a и \mathbf{H}_a представляют их амплитудное значение. Тогда первая производная по времени от (141) будет определять плотность токов \mathbf{j}_e и \mathbf{j}_g смещения, которые изменяются уже по синусоидальному закону (T – период колебаний)

$$\begin{cases} \mathbf{j}_e = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -2\pi\varepsilon_0\nu\mathbf{E}_a \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \\ \mathbf{j}_g = -\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 2\pi\nu\mathbf{H}_a \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \end{cases} \quad \mathbf{j}_e \perp \mathbf{j}_g \quad (12)$$

В (12) вектора \mathbf{j}_e и \mathbf{j}_g совершают колебания в противофазе, поэтому знак (–) при вычислениях оставляется или в (10), или в (11). При переходе от мгновенных значений к действующим модулям, из (12) получаем

$$\begin{cases} j_e = 2\pi\varepsilon_0 E \cdot \nu \\ j_g = 2\pi H \cdot \nu \end{cases} \quad (13)$$

Как видно из (13) плотности токов в роторах фотона пропорциональны напряженности и частоте поля. С другой стороны, энергия W (19) фотона пропорциональна только частоте ν . Тогда необходимо определить условия, при которых электромагнитные параметры фотона в уравнениях Максвелла обеспечивают пропорциональность энергия фотона только частоте поля. С этой целью проинтегрируем (8)

$$W = \int_{\nu} W_{\nu} dV = \int_{\nu} \frac{EH}{C_0} dV \quad (14)$$

Если рассматривать ротор фотона как однородный тор (бублик) с эффективным сечением S_{ef} и средней длиной силовой линии ℓ трубки ротора по окружности, то интеграл (14) можно преобразовать

$$W = \int_{\nu} \frac{EH}{C_0} dV = \frac{1}{C_0} \iint EH d\ell dS = \frac{EH}{C_0} \ell S_{ef} \quad (15)$$

Приравниваем (15) к (9) и находим условия, при которых электромагнитные параметры фотона удовлетворяют условию пропорциональности энергии частоте поля ν

$$\frac{EH}{C_0} \ell S_{ef} = \hbar\nu \quad (16)$$

$$\frac{EH}{C_0} \frac{\ell S_{ef}}{\nu} = \hbar = \text{const} \quad (17)$$

Условие (17) определяет электромагнитные параметры фотона, при которых его энергия пропорциональна частоте. Теперь из (17) необходимо убрать частоту ν поля, заменив ее длиной волны $\nu = C_0/\lambda$

$$\frac{EH}{C_0} \frac{\ell \lambda S_{ef}}{C_0} = \hbar = \text{const} \quad (18)$$

В условии (18) длина волны λ и длина средней силовой линии ℓ трубки ротора фотона, как линейные параметры связаны соотношением (где k_{λ} – коэффициент длины волны фотона):

$$k_{\lambda} = \frac{\lambda}{\ell} \quad (19)$$

Из (19) заменяем в (18) $\lambda = k_{\lambda} \ell$

$$\frac{E \ell H \ell}{C_0^2} k_{\lambda} S_{ef} = \hbar = \text{const} \quad (20)$$

В (20) входят роторный (круговой) электрический φ_e и магнитный φ_g потенциалы (действующие значения) фотона

$$\varphi_e = E \ell, \quad \varphi_g = H \ell \quad (21)$$

Электрический φ_e и магнитный φ_g потенциалы (21) определяют разность потенциалов (напряжение), циркулирующих в витке ротора фотона (размерность – потенциал на виток).

Подставляем (21) в (20) и получаем более четкое условие, при котором энергия фотона пропорциональна частоте поля

$$\frac{\Phi_e \Phi_g}{C_o^2} k_\lambda S_{ef} = \hbar = \text{const} \quad (22)$$

Роторные потенциалы (22) Φ_e и Φ_g , приходящиеся на виток ротора фотона, являются индукционными потенциалами и не должны зависеть от длины витка ротора (как в трансформаторе), представляя собой константы, которые будут одинаковыми для всех фотонов, излучаемых электроном

$$\Phi_e = \text{const}, \quad \Phi_g = \text{const} \quad (23)$$

$$\frac{\Phi_e \Phi_g}{C_o^2} = \text{const} \quad (24)$$

Если можно было бы в электрический ротор вставить виток из проводника, то на концах витка индуцировалась бы разность электрических потенциалов равная роторному потенциалу Φ_e . Роторные потенциалы (23) измеряются: электрический Φ_e в Вольтах (В) и магнитный Φ_g в Амперах (А). Магнитный потенциал в системе СИ является производным от магнитного момента, который имеет размерность [Ам²=Дкм]. В теории УКС магнитный потенциал определяется магнитным зарядом g , размерность которого [Дк=Ам]. Отсюда следует, что размерность магнитного потенциала [А], как и электрического тока, поскольку в системе СИ магнитные параметры являются производными от электрического тока [1].

Константа (24) входит в (22). Это определяет, что произведение $k_\lambda S_{ef}$ также должно представлять собой константу

$$k_\lambda S_{ef} = \text{const} \quad (25)$$

Таким образом, в условие (22) должны входить одни константы, чтобы энергия фотона оставалась пропорциональной частоте электромагнитного поля. Из шести параметров входящих в (22) известны только два: C_o^2 и \hbar . Учитывая симметрию между электричеством и магнетизмом фотона, магнитные параметры удобно привести к электрическим

$$\Phi_g = \epsilon_o C_o \Phi_e \quad (26)$$

Заменяем в (22) магнитный потенциал Φ_g , сократив в условии (22) один параметр

$$\frac{\epsilon_o \Phi_e^2}{C_o} k_\lambda S_{ef} = \hbar = \text{const} \quad (27)$$

Новое условие (27) пропорциональности энергии фотона частоте поля содержит три неизвестных параметра: Φ_e , k_λ и S_{ef} , два из которых k_λ и S_{ef} относятся к геометрии фотона. На рис. 2 уже была представлена двухроторная структура фотона и показано, что роторы циркулируют в двух ортогональных плоскостях поляризации. Затем была выбрана форма ротора в виде тора (бублика).

Сложная геометрическая форма ротора подразумевает, что внутри тора по его сечению электрическое и магнитное поле распределено неравномерно. В этом случае условия пропорциональности энергии фотона частоте поля должны быть представлены в интегральной форме (14). Однако неизвестно функциональное распределение поля по сечению тора внутри ротора. Поэтому было принято решение перейти к действующим значениям электромагнитных параметров фотона, приняв, что поле по сечению тора внутри ротора распределено равномерно. В этом случае сечение S_{ef} ротора является расчетным, как эффективное (действующее) сечение, которое не отражает полного сечения S_t тора. Эффективное сечение S_{ef} ротора и полное сечение S_t тора – это разные сечения, которые могут быть связаны коэффициентом k_s сечения ротора, причем $k_s < 1$

$$S_{ef} = k_s S_t \quad (28)$$

Естественно, что, зная геометрию роторов фотона, ее связи с длиной волны (19) и сечениями ротора (28), можно определить неизвестные геометрические параметры k_λ и S_{ef} в

условии (27). Для данного анализа необходимо выбрать такой фотон, параметры которого определены четкой геометрией, исходя из предельных начальных условий, которые известны. Такими известными геометрическими параметрами должен обладать гамма-квант с энергией 0,511 МэВ, полученный в результате аннигиляции электрона.

Когда электрон аннигилирует в гамма-квант с предельной для электрона энергией излучения 0,511 МэВ, то энергию, превышающую предельную величину, электрон излучить не может. Очевидно, что в предельном случае ротор фотона для данного гамма-кванта должен занимать максимально возможный объем фотона, представляя тор в виде бублика без отверстия в центре.

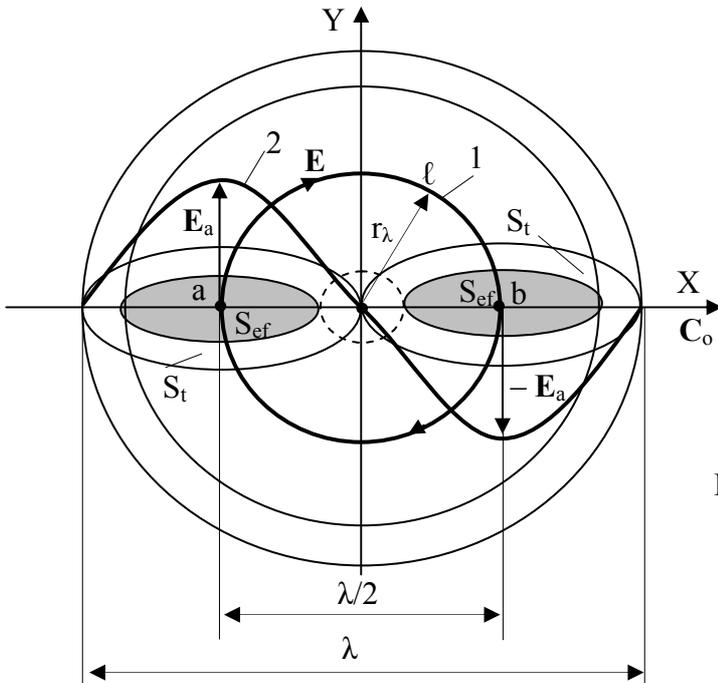


Рис. 3. К расчету геометрических параметров гамма-кванта с энергией 0,511 МэВ.

На рис. 3 представлена расчетная схема геометрических параметров гамма-кванта с энергией 0,511 МэВ для электрического ротора фотона на скорости c_0 по оси X. Тор ротора с сечением S_t занимает максимально возможный объем фотона. Ранее все расчетные параметры фотона были привязаны к средней длине ℓ силовой трубки ротора сечением S_{ef} , представленной окружностью 1 с радиусом r_λ . При этом предполагалось, что параметры напряженности \mathbf{E} электрического поля ротора равномерно распределены по его эффективному сечению S_{ef} .

В реальности фотон должен оставлять волновой электромагнитный след в квантованной среде, который для напряженности поля \mathbf{E} описывается гармонической функцией (кривая 2 на рис. 3) на длине волны λ . Гармоническая функция представлена для момента времени, когда циркуляция вектора \mathbf{E} в роторе достигла амплитудного значения \mathbf{E}_a . В результате анализа, расчетная схема позволяет установить геометрические параметры гамма-кванта энергией 0,511 МэВ. Как видно средняя линия ℓ силовой трубки ротора определена радиусом $r_\lambda = \lambda/4$

$$\ell = 2\pi r_\lambda = \frac{\pi}{2} \lambda \quad (29)$$

Подставляя (29) в (19) определяем искомый коэффициент k_λ длины волны фотона

$$k_\lambda = \frac{\lambda}{\ell} = \frac{2}{\pi} = 0,64 \quad (30)$$

Длину волны λ_0 аннигиляционного гамма-кванта электрона, равную комптоновской длине волны электрона λ_0 , определяем из условия эквивалентности энергии фотона и массы электрона

$$\hbar \frac{C_0}{\lambda_0} = m_e C_0^2 \quad (31)$$

$$\lambda_0 = \frac{\hbar}{m_e C_0} = 3,86 \cdot 10^{-13} \text{ м} \quad (32)$$

Площадь сечения S_t тора ротора определяем из равенства диаметр d_t тора половине длины волны $d_t = \lambda_0/2$ (162) (рис. 3)

$$S_t = \frac{\pi d_t^2}{4} = \frac{\pi \lambda_0^2}{16} = 2,93 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2 \quad (33)$$

Расчетную площадь эффективного сечения S_{ef} силовой трубки ротора находим из условия равенства электрических потоков для однородного и неоднородного полей, пронизывающих сечения S_{ef} и S_t . На рис. 3 эффективное сечение S_{ef} затемнено. Поток электрического поля пронизывающий действующее эффективное сечение S_{ef} является однородным и определяется действующей величиной напряженности E поля. Неоднородный поток электрического поля пронизывающий максимальное сечение S_t определяется гармонической функцией E по сечению. В случае равенства потоков несложно показать, эффективное сечение S_{ef} в $\sqrt{2}$ раз меньше максимального сечения S_t , устанавливая коэффициент $k_s = 1/\sqrt{2}$ (28)

$$S_{ef} = k_s S_t = \frac{S_t}{\sqrt{2}} = \frac{\pi \lambda^2}{16\sqrt{2}} = 2,07 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2 \quad (34)$$

Подставляя геометрические параметры фотона: коэффициент k_λ (30) и сечение S_{ef} (34) ротора фотона в условие (27) пропорциональности энергии фотона частоте поля, определяем последний неизвестный параметр: роторный электрический потенциал φ_e

$$\varphi_e = \sqrt{\frac{\pi \hbar C_0}{2 \varepsilon_0 S_{ef}}} = 0,521 \text{ МВ} \quad (35)$$

Найденный роторный потенциал $\varphi_e = 0,521$ МВ как константа для фотонов, испускаемых электроном, практически совпадает с электрическим потенциалом $0,511$ МВ электрона на его гравитационной границе определяемой классическим радиусом $r_e = 2,82 \cdot 10^{-15}$ м. Небольшое различие $0,521$ МВ (35) и $0,511$ МВ является погрешность вычислений, и может быть устранена в дальнейшем. Поэтому для практических расчетов в качестве роторного потенциала для фотонов, испускаемых электроном, примем электрический потенциал $0,511$ МВ на гравитационной границе электрона

$$\varphi_e = 0,511 \text{ МВ} = \text{const} \quad (36)$$

Из (36) определяем роторный магнитный потенциал φ_g фотона

$$\varphi_g = \varepsilon_0 C_0 \varphi_e = 1,36 \cdot 10^3 \text{ А} \quad (37)$$

Получается, что процесс формирования фотона электроном, как и предполагалось ранее, связан с гравитационной границей электрона, когда ее электрический потенциал индуцируется на фотон в качестве роторного потенциала независимо от энергии фотона. Это основной параметр фотона, который определяет пропорциональность его энергии частоте поля.

В работе [1] показано, что для классической электромагнитной волны, сферически распространяющейся в пространстве от источника излучения, плотность объемной энергии убывает обратно пропорционально квадрату расстояния независимо от частоты поля. Для фотона плотность объемной энергии есть величина постоянная для каждой частоты поля.

С учетом точной величины роторного потенциала $\varphi_e = 0,511$ МВ (36) фотона из (27) определяем величину эффективного сечения S_{ef} ротора фотона для $k_\lambda = 2/\pi$ (160)

$$S_{ef} = \frac{\pi \hbar C_0}{2 \varepsilon_0 \varphi_e^2} = 2,15 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2 \quad (38)$$

Из (38) находим расчетный диаметр d_s ротора фотона для эффективного сечения S_{ef}

$$d_s = \sqrt{\frac{4S_{ef}}{\pi}} = 1,65 \cdot 10^{-13} \text{ м} \quad (39)$$

Приведенные выше результаты расчетов получены для модели ротора фотона в виде тора. Однако аналогичный результат можно получить, рассматривая модель ротора фотона в виде диска. Тем более, что дисковая модель больше соответствует плоской модели ротора для размещения ее в плоскостях поляризации. В любом случае, для расчетов важна сама найденная величина эффективного сечения S_{ef} (38) ротора фотона и величина роторного потенциала $\varphi_e = 0,521 \text{ МВ}$ (36), являющиеся исходными при расчете новых констант фотона.

Из восьми констант характеризующих фотон и представленных в таблице 1 ранее были известны только две первые: постоянная Планка и спин. Этим двух констант было недостаточно для оценки величины напряженности электрического и магнитного полей фотона. Учитывая малые размеры фотона, не представляется возможным ввести измерительные зонды в область его роторных электромагнитных полей для замера величины напряженности поля. По этой причине квантовая электродинамика ограничена расчетами энергии фотона, его импульса и частоты. В таблицу 1 сведены константы характеризующие фотон

Таблица 1

Константы фотона

Параметр	Величина
1. Постоянная Планка \hbar	$\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
2. Спин S	$S = 1\hbar$
3. Роторный электрический потенциал φ_e	$\varphi_e = 0,511 \cdot 10^6 \text{ В}$ (36)
4. Роторный магнитный потенциал φ_g	$\varphi_g = 1,36 \cdot 10^3 \text{ А}$ (37)
5. Эффективное сечение ротора S_{ef}	$S_{ef} = 2,15 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2$ (38)
6. Расчетный диаметр ротора d_s	$d_s = 1,65 \cdot 10^{-13} \text{ м}$ (39)
7. Коэффициент длины волны k_λ	$k_\lambda = \lambda / \ell = 2 / \pi = 0,64$ (30)
8. Коэффициент сечения ротора k_s	$k_s = 1 / \sqrt{2} = 0,707$ (34)

До настоящего момента квантовая теория не располагала методами оценки потенциалов и напряженности электрического и магнитного полей фотона. Впервые даются методические приемы к расчету электромагнитных параметров фотона, несмотря на то, что пока отсутствуют методики их экспериментального измерения.

В качестве примера можно оценить конкретные электромагнитные параметры фотона в красном цвете для гелий-неонового лазера с длиной волны $\lambda = 630 \text{ нм}$ ($0,63 \cdot 10^{-6} \text{ м}$) и частотой $\nu = 0,48 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$. Расчет электромагнитных параметров фотона проведен по изложенной ниже методике с использованием констант из таблицы 1:

1. Определяем энергию фотона для длины волны $\lambda = 630 \text{ нм}$ из (9)

$$W = \hbar\nu = \hbar \frac{C_0}{\lambda} = 5,02 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} = 0,31 \text{ эВ} \quad (40)$$

2. Определяем среднюю длину ℓ силовой линии трубки ротора фотона через длину волны λ и коэффициент k_λ длины волны

$$\ell = \frac{\lambda}{k_\lambda} = \frac{\pi}{2} \lambda = 0,99 \cdot 10^{-6} \text{ м} \quad (41)$$

3. Действующее значение напряженности E электрического поля ротора фотона находим через роторный электрический потенциал $\varphi_e = 0,511 \cdot 10^6 \text{ В}$ (36) и среднюю длину ℓ (41) силовой линии

$$E = \frac{\Phi_e}{\ell} = \frac{2\Phi_e}{\pi\lambda} = 0,516 \cdot 10^{12} \frac{\text{В}}{\text{м}} \quad (42)$$

4. Действующее значение напряженности H магнитного поля ротора фотона находим через роторный магнитный потенциал $\Phi_g = 1,36 \cdot 10^3 \text{ А}$ (37) и среднюю длину ℓ (40) силовой линии или из (16) и (42)

$$H = \frac{\Phi_g}{\ell} = \frac{2\Phi_g}{\pi\lambda} = 1,37 \cdot 10^9 \frac{\text{А}}{\text{м}} \quad (43)$$

$$H = \varepsilon_0 C_0 E = 1,37 \cdot 10^9 \frac{\text{А}}{\text{м}} \quad (44)$$

5. Объемную плотность электромагнитной энергии W_v (8) находим через E (42) и H (43)

$$W_v = \frac{EH}{C_0} = 2,36 \cdot 10^{12} \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3} \quad (45)$$

6. Проводим проверку соответствия электромагнитной энергии (15) фотона, циркулирующей в роторах с энергией (40)

$$W = \int_V \frac{EH}{C_0} dV = \frac{EH}{C_0} \ell S_{\text{ef}} = 5,02 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} \quad (46)$$

7. Из (13) определяем плотности токов электрического j_e и магнитного j_g смещения в роторах фотона

$$j_e = 2\pi\varepsilon_0 E \cdot v = 1,38 \cdot 10^{16} \frac{\text{Кл}}{\text{с} \cdot \text{м}^2} = \left[\frac{\text{А}}{\text{м}^2} \right] \quad (47)$$

$$j_g = 2\pi H \cdot v = 4,13 \cdot 10^{24} \frac{\text{Дк}}{\text{с} \cdot \text{м}^2} = \left[\frac{\text{А}}{\text{с} \cdot \text{м}} \right] \quad (48)$$

$$j_g = C_0 j_e = 4,14 \cdot 10^{24} \frac{\text{Дк}}{\text{с} \cdot \text{м}^2}$$

8. Определяем величину электрического I_e и магнитного I_g токов в роторах фотона

$$I_e = j_e S_{\text{ef}} = 2,97 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Кл}}{\text{с}} = [\text{А}] \quad (49)$$

$$I_g = j_g S_{\text{ef}} = 8,9 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Дк}}{\text{с}} = \left[\frac{\text{А} \cdot \text{м}}{\text{с}} \right] \quad (50)$$

$$I_g = C_0 I_e = 8,9 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Дк}}{\text{с}}$$

9. Определяем реактивные (волновые) сопротивления электрического Z_e и магнитного Z_g роторов фотона

$$Z_e = \frac{\Phi_e}{I_e} = 1,72 \cdot 10^{15} \text{ Ом} \quad (51)$$

$$Z_g = \frac{\Phi_g}{I_g} = 1,53 \cdot 10^4 \frac{\text{А} \cdot \text{с}}{\text{Дк}} = \left[\frac{\text{с}}{\text{м}} \right] \quad (52)$$

$$Z_g = \varepsilon_0 Z_e = 1,52 \cdot 10^4 \frac{\text{с}}{\text{м}}$$

10. Находим реактивные мощности: электрическую Q_e и магнитную Q_g , циркулирующие в роторах фотона

$$Q_e = I_e \Phi_e = 1,52 \cdot 10^{-4} \text{ ВА} \quad (53)$$

$$Q_g = \mu_0 I_g \Phi_g = 1,52 \cdot 10^{-4} \text{ ВА} \quad (54)$$

Проведенные выше расчетные формулы можно представить в дифференциальной, интегральной и комплексной форме, увеличив количество параметров, характеризующих фотон. Сейчас это не принципиально. Важно показать физическую сущность процессов, происходящих в роторах фотона, не перегружая материал вычислениями.

Принципиально установлено, что электромагнитные параметры фотона поддаются вычислениям, подтверждая детерминистический характер квантовой теории при исследовании параметров одиночных частиц, на котором настаивал Эйнштейн. Естественно, что в тех случаях, когда квантовая теория работает с большим количеством частиц, их групповое поведение может оцениваться статистическими методами с использованием волновой функции, когда неизвестны физические законы поведения частиц в группе.

К таким фундаментальным физическим законам относится закон электромагнитной индукции представленный уравнениями Максвелла, когда большое количество квантонов ведет себя адекватно, определяя нарушение электромагнитного равновесия в квантованной среде, которое поддается детерминистическому описанию с позиций причинности явления. Теория УКС работает с колоссальной концентрацией частиц (квантонов)², характеризующейся квантовой плотностью среды, достигающей величины порядка 10^{75} частиц/м³.

Высочайшая концентрация квантонов в среде определяет физические законы, рассматривая их как некие среднестатистические показатели, устанавливающие компромисс между хаосом и порядком в квантованной среде. Чтобы работали физические законы, должна существовать определенная спонтанная свобода поведения частиц, характеризуя некий хаос как возможность выбора действия или взаимодействия. Но чтобы поведение частиц не выходило за пределы, ограничивающие неуправляемое усиление спонтанного хаоса, необходимы сдерживающие силы, определяющиеся физическими законами с позиций детерминизма. Именно возможность равновесия между хаосом, как свободой выбора, и детерминизмом, как законом, ограничивающим хаос, определяет установившееся состояние частиц (их стабильность или нестабильность) в квантованной среде. Это касается и фотона.

Анализируя устойчивое состояние фотона для $\lambda=630$ нм, необходимо отметить, что, несмотря на очень малую величину электрического $I_e=2,97 \cdot 10^{-10}$ А (49) и магнитного $I_g=8,9 \cdot 10^{-2}$ Дк/с (50) токов, циркулирующих в роторах фотона, плотности токов $j_e=1,38 \cdot 10^{16}$ А/м² (47) и $j_g=4,14 \cdot 10^{24}$ Дк/с м² (48), а также напряженности полей $E=0,516 \cdot 10^{12}$ В/м (42) и $H=1,37 \cdot 10^9$ А/м (43) достигают колоссальных значений ввиду малых размеров фотона и высокой концентрации энергии в объеме $W_v=2,36 \cdot 10^{12}$ Дж / м³ (45).

Сравнивая диаметр $d_s=1,65 \cdot 10^{-13}$ м (39) эффективного сечения S_{ef} ротора, например, с длиной волны $\lambda=630$ нм ($0,63 \cdot 10^{-6}$ м) светового фотона, находим их отношение:

$$\frac{d_s}{\lambda} = 2,6 \cdot 10^{-6} \quad (55)$$

Именно в области невысоких энергий фотонов испускаемых орбитальным электроном в оптическом диапазоне создаются условия, когда при увеличении длины волны фотона, диаметр эффективного сечения S_{ef} ротора остается несоизмеримо малым (55) по сравнению с длиной λ волны. Это усиливает влияние роторного потенциала 0,511 МВ на выполнение условия (27), которое определяет закон пропорциональности энергии фотона частоте поля.

Если ротор фотона является не тором, а диском, то можно оценить толщину h_λ диска для $\lambda=630$ нм, полагая, что его радиус равен половине длине волны $\lambda/2$, а сечение диска по радиусу представлено эффективным сечением $S_{ef}=2,15 \cdot 10^{-26}$ м² (38)

$$h_\lambda = \frac{2S_{ef}}{\lambda} = 3,4 \cdot 10^{-20} \text{ м} \quad (56)$$

Полученный результат (56) не противоречит теории УКС, поскольку диаметр квантона составляет порядка 10^{-25} м и в диске ротора укладывается порядка 10^5 слоев квантонов, поскольку фотон является частью поляризованной квантованной среды.

Установлено, что для фотонного излучения с увеличением длины волны характерным является сжатие плоскости поляризации в дисковой модели, что также обеспечивает пропорциональность энергии фотона частоте поля.

В таблице 2 представлены расчетные параметры фотона $\lambda=630$ нм

Таблица 2

Расчетные электромагнитные параметры фотона $\lambda=630$ нм

Параметр	Электрический	Магнитный
1. Напряженность поля	$E=0,516 \cdot 10^{12}$ В/м (42)	$H=1,37 \cdot 10^9$ А/м (43)
2. Плотность тока	$j_e=1,38 \cdot 10^{16}$ А/м ² (47)	$j_g=4,14 \cdot 10^{24}$ Дк/с м ² (48)
3. Величина тока	$I_e=2,97 \cdot 10^{-10}$ А (49)	$I_g=8,9 \cdot 10^{-2}$ Дк/с (50)
4. Реактивная мощность	$Q_e=1,52 \cdot 10^{-4}$ ВА (53)	$Q_g=1,52 \cdot 10^{-4}$ ВА (54)
5. Волновое сопротивление	$Z_e=1,72 \cdot 10^{15}$ Ом (51)	$Z_e=1,52 \cdot 10^4$ с/м (52)
6. Толщина диска ротора	$h_\lambda=3,4 \cdot 10^{-20}$ м (56)	$h_\lambda=3,4 \cdot 10^{-20}$ м (56)
7. Время формирования	$t_\lambda \approx 10^{-15}$ с (59)	$t_\lambda \approx 10^{-15}$ с (59)

Приведенные в таблице 2 параметры фотона для $\lambda=630$ нм соответствуют условию пропорциональности его энергии частоте электромагнитного поля, доказывая это с классических позиций на основании анализа единого поля.

Отличие моделей фотона с формой ротора в виде тора или диска заключается в диаметре фотона. Для дисковой модели ротора диаметр d_λ фотона определяется длиной волны λ , а радиус r_λ средней линии ℓ ротора равен половине длины волны $\lambda/2$

$$\begin{aligned} d_\lambda &= \lambda \\ r_\lambda &= \lambda/2 \end{aligned} \quad (57)$$

Диаметр (57) характеризует волновую модель. Для модели светового фотона с ротором в форме тора, когда радиус r_λ средней линии ℓ ротора равен половине длины волны $\lambda/2$ и определяет диаметр d_λ полуволновой модели:

$$\begin{aligned} d_\lambda &= \lambda/2 \\ r_\lambda &= \lambda/4 \end{aligned} \quad (58)$$

Теоретически, как волновая (57), так и полуволновая (58) модели фотона являются рабочими. И все же предпочтение отдается волновой модели, как более универсальной, хотя некоторые свойства фотона объясняются полуволновой моделью. Волновая модель объясняет электромагнитные параметры фотона, как в области малых энергий оптического диапазона, так и в области больших энергий гамма-квантов, представляя сечение ротора в виде изменяющегося эллипса. В области малых энергий фотона эллипс сечения роторов вытянут, представляя ротор в виде плоских дисков лежащих в ортогональных плоскостях поляризации. В области больших энергий, с уменьшением длины волны, эллипс сечения ротора разбухает в окружность, а сам ротор в предельном случае преобразуется в тор. Это диктуется условиями пропорциональности энергии фотона частоте поля. Полуволновая модель фотона теоретически представляет собой усредненную модель фотона, привязанную к средней линии ℓ ротора и удобна в упрощенных расчетах.

Как отмечалось, электрон формирует фотонное излучение на скорости C несколько меньшей скорости света C_0 . Это тот интервал скоростей и времени, когда фотон может сферически раздуваться. По этой причине фотоны с большей энергией имеют меньший диаметр, поскольку формируются быстрее. Можно оценить время t_λ , полагая, что сферическое раздувание фотона от гравитационной границы электрона до его диаметра определяемого длиной волны (57), происходит со средней скоростью $(C+C_0)/2$ очень близкой к скорости света C_0

$$t_\lambda \approx \frac{\lambda/2}{C_0} \approx \frac{\lambda}{2C_0} = \frac{\hbar}{2W} \quad (59)$$

Так, для фотона с $\lambda=630$ нм (красный цвет) время формирования составит $t_{\lambda}\approx 10^{-15}$ с, а для гамма-кванта с $\lambda = 3,86 \cdot 10^{-13}$ м (162) – составит $t_{\lambda}\approx 0,64^{-21}$ с. Выражение (59) подтверждает, что высокоэнергетические процессы осуществляются значительно быстрее, чем низкоэнергетические. Это относится и к процессам формирования фотонов, когда фотоны высоких энергий формируются на электроне намного порядков быстрее, чем фотоны низких энергий.

3. Электромагнитный след фотона в квантованной среде

Определившись с электрическими и магнитными параметрами двухроторной структуры фотона (табл. 1 и 2), необходимо показать его волновую природу, которая проявляется, когда летящий фотон оставляет след в квантованной среде в виде электромагнитной волны. На рис. 3 показан возможный волновой след фотона по оси X в результате циркуляции вектора напряженности \mathbf{E} по гармоническому закону. Однако по оси X вектор \mathbf{E} является поперечным к направлению движения фотона. Это согласуется с уравнениями Максвелла, представляющие электромагнитные волновые колебания как поперечные колебания векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в ортогональных плоскостях. Но у фотона кроме поперечных компонент циркуляции векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} присутствуют еще их продольные компоненты, которые отсутствуют в классической электромагнитной волне.

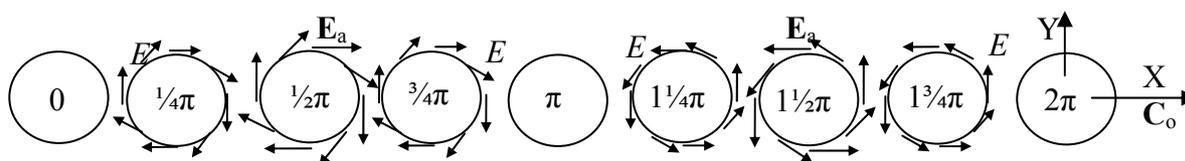


Рис. 4. Поэтапная циркуляция вектора напряженности \mathbf{E} электрического поля в роторе фотона.

На рис. 4 представлена схема поэтапной циркуляции мгновенного вектора напряженности \mathbf{E} электрического поля в роторе фотона, летящего со скоростью света C_0 в направлении оси X. Плоскость электрической поляризации фотона представлена осями XY в прямоугольной системе координат. Примем за положительное значение вектора напряженности \mathbf{E} направление его циркуляции по часовой стрелке. Это направление будет сохраняться в первом полупериоде колебаний во временном интервале от 0 до π для полного периода 2π . Во втором полупериоде колебаний направление циркуляции вектора напряженности \mathbf{E} поля изменится на противоположное. Это направление против вращения часовой стрелки примем за отрицательное направление циркуляции вектора напряженности \mathbf{E} в интервале второго полупериода от π до 2π .

Рассмотрим отдельные этапы изменения мгновенной напряженности \mathbf{E} в любой области ротора по гармоническому закону (11) для периода T в интервале от 0 до 2π на длине волны λ при движении фотона в квантованной среде со скоростью света. В данном случае анализ удобнее проводить, когда изменение напряженности \mathbf{E} определяется синусоидальной функцией

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_a \sin 2\pi vt = \mathbf{E}_a \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \quad (60)$$

Синусоидальная функция (60) позволяет зафиксировать начальные условия наблюдения в пределах периода T, когда моменту времени $t=0$ соответствует нулевая напряженность поля $\mathbf{E}=0$. По мере разворачивания периода увеличивается величина вектора \mathbf{E} и в момент времени $t=1/4T$ достигает амплитудного значения \mathbf{E}_a на этапе $1/2\pi$ (угловая фаза колебания в радианах). Затем напряженность \mathbf{E} начинает уменьшаться и в момент времени $t=1/2T$ на этапе π падает до нулевого значения. Далее направление циркуляции мгновенного

вектора напряженности \mathbf{E} меняется на противоположное, и проходит поэтапно все стадии в соответствии с гармоническим законом (60) синхронно в каждой точке ротора.

Необходимо обратить внимание, что направление циркуляции вектора напряженности \mathbf{E} в роторе фотона и направление вектора \mathbf{E} в прямоугольной системе координат могут не совпадать. Циркуляция вектора \mathbf{E} (60) определяет реальное состояние фотона, а проекции вектора \mathbf{E} на оси X и Y оставляют электромагнитный след фотона в квантованной среде, который может фиксироваться неподвижным наблюдателем. Проекция \mathbf{E} на ось Y дает поперечную компоненту вектора \mathbf{E}_y , а на ось X дает его продольную компоненту \mathbf{E}_x

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= \mathbf{E}_y + \mathbf{E}_x \\ E &= \sqrt{E_y^2 + E_x^2}\end{aligned}\quad (61)$$

Аналогичные этапы можно представить и для мгновенного вектора циркуляции напряженности \mathbf{H} (11) магнитного поля в роторе фотона только по синусоидальному закону, как и вектор \mathbf{E} (60). При этом циркуляция векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} происходит в противофазе в ортогональных плоскостях поляризации XOY и XOZ , а проекции вектора \mathbf{H} на оси X и Z обозначим \mathbf{H}_x (продольная) и \mathbf{H}_z (поперечная), соответственно.

Чтобы проследить электромагнитный след фотона в квантованной среде и описать его математически, необходимо обратиться к специальной теории относительности, как к теории относительных измерений. Очевидно, что представленные этапы циркуляции электрического и магнитного полей роторов фотона являются реальными в квантованной среде и могут контролироваться наблюдателем движущимся вместе с фотоном на скорости света C_0 . Для неподвижного наблюдателя все продольные компоненты \mathbf{E}_x и \mathbf{H}_x векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} ввиду их релятивистского сокращения окажутся ненаблюдаемыми при скорости фотона $v=C_0$ [8]

$$\begin{cases} E_x = (E \cos \alpha_x) \sqrt{1 - \frac{v^2}{C_0^2}} = 0 \\ H_x = (H \cos \alpha_x) \sqrt{1 - \frac{v^2}{C_0^2}} = 0 \end{cases}\quad (62)$$

где α_x – угол наклона векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} к оси X .

Угол α_x в (62) является одинаковым для векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} с одинаковой координатой x приложения к ротору, поскольку в этом случае изменение указанных векторов в роторе фотона, как по направлению, так и величине происходит одновременно (синхронно).

Необходимо обратить внимание, что положения специальной теории относительности (СТО) нужно применять очень осторожно, и только в тех моментах, когда понятна физическая сущность процессов, связанная с применением относительных измерений, пусть мысленных, но все же измерений, тем более, когда измерения являются реальными. Так, например, в опытах Майкельсона и Морли никаких относительных измерений поперек и вдоль движения Земли не могло произойти ввиду сферической инвариантности в целом системы измерений, которая двигалась вместе с наблюдателями.

Нельзя путать реальные процессы с погрешностями, которые дают измерения в релятивистской области. Специальная теория относительности имеет два направления: описание фундаментальных закономерностей и теория измерений. Увеличение релятивистской массы частиц – это фундаментальное положение теории относительности, которое существует в природе независимо от совершенства методики измерений. Лоренцево сокращение в направлении движения – это результат измерений, обусловленный естественной погрешностью, особенно в релятивистской области, причины которых связаны с конечной скоростью прохождения измерительного сигнала. По этой причине в (62) нет необходимости в применении нормализованного релятивистского фактора γ_n (3).

Фотон как система отсчета на скорости света C_0 является очень интересным объектом для физика-теоретика. Фотон не обладает массой, то есть, неспособен к сферической деформации квантованной среды, которая создает массу. Фотон переносит только

двухроторную поляризацию квантованной среды со скоростью света C_0 в направлении своего движения. Поляризационная структура фотона определяет его характер, который отвечает только динамике движения и исключает состояние покоя. Это обеспечивает волновой электромагнитный процесс движения фотона в квантованной среде, двухроторная структура которого позволяет локализовать волну в корпускулу, некий сгусток электромагнитной энергии поляризации среды без ее сферической деформации. Данная концепция фотона снимает все противоречия, обусловленные корпускулярно-волновым дуализмом, когда классическая механика исключала взаимное совмещение волны и частицы в одном объекте.

Но чтобы двухроторная структура фотона была способна к движению в квантованной среде со скоростью света C_0 необходимо пересмотреть отношение к самой скорости света C_0 , как скорости ограничивающей только волновой процесс в квантованной среде в направлении движения волны по прямой линии. Теоретическая физика уже давно присматривается к сверхсветовым скоростям, анализируя возможность реализации сверхсветового движения гипотетическими частицами тахионами [10]. Если рассматривать сверхсветовой тахион не как отдельную самостоятельную частицу, а как локализованную часть ротора фотона, то реалии существования таких пространственных образований вполне объективны.

Каждая локализованная часть ротора фотона движется в прямолинейном направлении по оси X со скоростью света C_0 (рис. 2). Если имеется вращение плоскостей поляризации фотона с циклической частотой ω_x , то каждая точка ротора будет описывать в направлении движения винтовую траекторию. Длина винтовой траектории всегда больше, чем расстояние по прямой в направлении оси X , вокруг которой описывается винтовая линия. Соответственно скорость C_c любой точки ротора по винтовой линии будет больше скорости C_0 света по прямой линии

$$C_c = \sqrt{C_0^2 + v_\tau^2} = C_0 \sqrt{1 + \frac{v_\tau^2}{C_0^2}} = C_0 \sqrt{1 + \frac{(r_x \omega_x)^2}{C_0^2}} > C_0 \quad (63)$$

где v_τ – тангенциальная компонента скорости по винтовой линии, м/с;
 r_x – расстоянию точки до оси X , м.

Выражение (63) показывает, что без реалий сверхсветовых C_c скоростей не может быть и скорости света C_0 . Особенно это актуально при анализе скорости C_Ψ потокосцепления поля в роторе фотона. Действительно, чтобы ротор фотона сохранял форму окружности, а сам фотон при вращении плоскостей поляризации имел сферическую форму, потокосцепление ротора должно сохраняться при движении фотона на скорости света C_0 . Это возможно лишь в том случае, если скорость C_Ψ потокосцепления поля в роторе фотона будет больше скорости света C_0 . Можно определить минимальную скорость C_Ψ потокосцепления, например, для полуволновой модели фотона, полагая, что при перемещении фотона на $0,5\lambda$ со скоростью света, скорость C_Ψ потокосцепления должна обеспечить замыкание потока по окружности средней линии $0,5\pi\lambda$ (рис. 2). Это будет возможным, если скорость потокосцепления, как минимум, в π раз будет превосходить скорость света, то есть

$$C_\Psi \geq \pi C_0 \quad (64)$$

Потокосцепление Ω_E или Ω_H определяет потоки электрического Ψ_E или магнитного Ψ_H полей, соответственно, на всей длине ℓ однородной трубки ротора фотона

$$\begin{cases} \Omega_E = \Psi_E \ell = \ell \int_S E dS = ES \ell = \varphi_e S \\ \Omega_H = \Psi_H \ell = \ell \int_S H dS = HS \ell = \varphi_g S \end{cases} \quad (65)$$

Можно рассуждать, что каждая точка ротора фотона движется прямолинейно со скоростью света, поляризуя квантованную среду волновым возмущением. В этом случае квантоны в каждой такой точке ротора сцепляются друг с другой синхронно, обеспечивая

сохранение потокосцепления (65), которое формально может быть не связано с найденной скоростью C_{Ψ} (64). Но тогда другая скорость C_{Ψ} потокосцепления должна многократно превосходить скорость света, поскольку сам процесс потокосцепления по ротору должен осуществиться за время не медленнее времени релаксации квантона, которое составляет порядка $T_0=2,5 \cdot 10^{-34}$ с [1]. В этом случае можно предварительно оценить скорость C_{Ψ} потокосцепления для полуволновой модели фотона с $\lambda=0,63 \cdot 10^{-6}$ м (рис. 2)

$$C_{\Psi} = \frac{2\pi r_{\lambda}}{T_0} = \frac{\pi \lambda}{T_0} = 8 \cdot 10^{29} \text{ м/с} = 2,7 \cdot 10^{21} C_0 \quad (66)$$

Еще более значительные скорости C_{Ψ} потокосцепления должны быть у классической сферической электромагнитной волны, когда радиус r_{λ} сферы волны увеличивается со скоростью света при удалении от источника излучения, обеспечивая образование электрического и магнитного роторов волны (рис. 1). Можно рассуждать, что столь высокие скорости, как (66) и выше, есть результат только математических расчетов, а реальность связана с синхронной релаксацией квантонов. Но потокосцепление в роторе – это тоже реальность, и проблема скорости потокосцепления должна быть решена, поскольку потокосцепление обеспечивается формирование и стабильность роторов в электромагнитной волне. Возможно, что скорость C_{Ψ} потокосцепления в роторе – это больше энергоинформационная проблема, когда информация о том, что процесс начался, со скоростью (66) обегает все квантоны в роторе фотона.

Достаточно разорвать роторы у фотона и фотон моментально разрушится, передавая свою энергию, например, атому при поглощении фотона. Естественно, что процесс передачи энергии от фотона к атому идет через орбитальный электрон, когда разрыв роторов фотона увеличивает напряженности электрического и магнитного полей системы электрон-ядро, выбрасывая электрон на более высокую орбиту. То есть электрон необходимо удалить от ядра атома в область квантованной среды, не ограничивающей массы электрона, как это происходит вблизи ядра с релятивистским электроном. Тогда электрон может восстановить свою массу до исходного состояния, уменьшенную в результате дефекта массы при излучении фотона. В данном случае система электрон-ядро работает как приемная резонансная антенна на микроскопическом уровне. По этой причине спектры поглощения атома отличаются от спектров излучения, поскольку реализуются различными механизмами.

Поэтому для устойчивости фотона важно поддержание стабильности роторов, которая обеспечивается циркуляцией векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в результате обмена электрической и магнитной энергией между роторами и квантованной средой через диагональные точки a и b (рис. 2). Именно в результате реактивного (без потерь) электромагнитного обмена энергией фотона с квантованной средой в среде остается электромагнитный волновой след.

Наличие диагональных точек a и b , а точнее локальных областей энергообмена в роторах фотона, позволяет придать конкретный физический смысл скорости C_{Ψ} (66) потокосцепления. В общем случае, когда необходимо определить скорость, то необходимо задать начальные координаты, от которых начинается отсчет в распространении процесса, устанавливая его начальную скорость. Для скорости C_{Ψ} (66) потокосцепления начальными координатами являются диагональные точки a и b роторов фотона. Именно через указанные точки начинается динамика процесса, связывающая воедино электрическую и магнитную компоненты фотона через его роторы в общее электромагнитное поле.

Теория УКС представляет мощнейший аналитический аппарат теоретической физики, позволяя мысленно проникнуть на уровень диаметра квантона порядка 10^{-25} м, в зоны локальных областей энергообмена в роторах фотона обозначенные на рис. 2 и 3 диагональными точками a и b . В работе [1], при выводе уравнений Максвелла, анализировалось состояние квантона в результате его электромагнитной поляризации. Было установлено, что увеличение электрической энергии квантона возможно только за счет уменьшения его магнитной энергии, обеспечивая энергетический баланс квантона, и тем самым, определяя действие законов электромагнитной индукции в вакууме. Только через квантон возможно взаимодействие электричества с магнетизмом, и наоборот.

Теперь, по аналогии с работой [1], необходимо рассмотреть механизм, связывающий воедино электрический и магнитный роторы фотона, обеспечивая волновой энергообмен с квантованной средой. Для этого достаточно проанализировать процессы, связывающие две силовые линии: электрическую и магнитную в роторах фотона, которые в теории УКС представлены замкнутыми по кольцу струнами из квантонов.

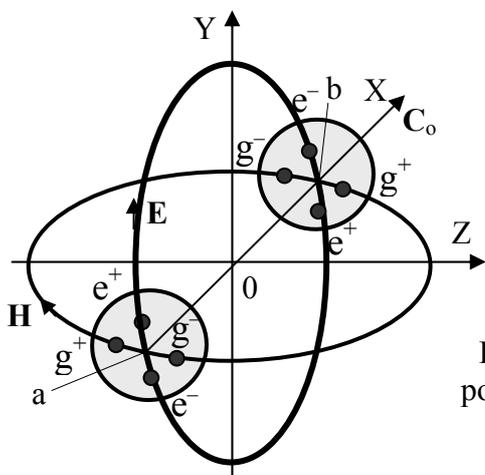


Рис. 5. Связка электрического и магнитного роторов фотона через квантоны в точках а и b.

На рис. 5 представлена схема связки электрического и магнитного роторов фотона через квантоны в диагональных зонах (точках) а и b. В данном случае роторы векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} состоят из набора квантонов ориентированных электрической осью в направлении вектора \mathbf{E} и магнитной осью в направлении вектора \mathbf{H} , образуя струны натяжений замкнутых по окружности. Среднестатистический угол ориентации осей квантонов и смещение зарядов внутри квантона от состояния равновесия определяет направление и величину векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в роторах [1]. Чтобы не усложнять схему, на рис. 5 представлены только связующие квантоны в диагональных точках а и b пересечения роторов. Квантоны обозначены в проекции на плоскость четырьмя монополярными зарядами: двумя электрическими (e^+ и e^-) и двумя магнитными (g^+ и g^-), связанными в электрический и магнитный диполи, оси которых всегда ортогональны.

Отрадно то, что любые электромагнитные процессы, анализ которых проводится с использованием квантонов, как пробных частиц, без каких либо противоречий раскрывают исследователю свою природу, проясняя причины самого явления. В данном случае это касается образования и поведения роторов на скорости света, которые формируют электромагнитное поля и структуру фотона. В электродинамике принято анализировать состояние полей методом пробных частиц-зарядов. Теория УКС впервые дает методику, когда в качестве пробной частицы выступает квантон, отличающаяся тем, что совмещает в себе ортогональную систему полей.

Такой прием в математике привел к созданию очень мощной теории функций комплексного переменного, ограниченной пока расчетом плоскопараллельных ортогональных полей. Но математическая теория позволяет получить новые методы расчета, в то время как физическая теория направлена на выяснение природы явления. Недаром в прошлые века физика именовалась натуральной философией. Анализируя электромагнитные поля методом пробного квантона можно понять природу явления, даже не применяя математических формул, и тем более, когда необходимо произвести расчет, то в этом не будет больших трудностей, поскольку расчет опирается на понятную физическую модель. Но квантон – это не только пробная частица для анализа, но частица представляющая собой реальный квант пространства-времени.

Только через квантон, объединяющий в себе электричество и магнетизм, можно связать синхронным взаимодействием циркуляцию электрической и магнитной энергии в роторах фотона. Напомним, что величина напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей электромагнитной волны определяется смещением электрических и магнитных

зарядов внутри квантона на величину $\Delta\ell$ и Δy , соответственно [1]. Для фотона смещение зарядов в роторе необходимо наблюдать по круговой линии ℓ струны (силовой линии ротора), обозначив смещение как $\Delta\ell$ (где $\mathbf{1}_\ell$ – единичный вектор циркуляции по окружности ℓ ротора)

$$\mathbf{E} = \frac{2ek_3\mathbf{1}_\ell}{\varepsilon_0 L_{q0}^3} \Delta\ell \quad (67)$$

$$\mathbf{H} = \frac{2gk_3\mathbf{1}_\ell}{L_{q0}^3} (-\Delta\ell) \quad (68)$$

где $L_{q0} = 0,74 \cdot 10^{-25}$ м – диаметр квантона;
 $k_3 = 1,44$ – коэффициент заполнения [1].

Применительно к связующим квантонам в зонах а и б на рис. 5, вектора \mathbf{E} (67) и \mathbf{H} (68) изначально являются ортогональными по условию их приложения к квантону. Причем положительное смещение электрических зарядов $\Delta\ell$ связано с растяжением электрической оси квантона, в то время как отрицательное смещение $(-\Delta\ell)$ определяет противофазное сжатие магнитной оси. Можно определить величину смещения зарядов в роторах фотона, например, для $\lambda=630$ нм, поскольку известны параметры поля $E=0,516 \cdot 10^{12}$ В/м и $H=1,37 \cdot 10^9$ А/м (табл. 2)

$$\Delta\ell = \frac{\varepsilon_0 L_{q0}^3}{2ek_3} E = 4,01 \cdot 10^{-57} \text{ м} \quad (69)$$

$$-\Delta\ell = \frac{L_{q0}^3}{2gk_3} H = 4,01 \cdot 10^{-57} \text{ м} \quad (70)$$

Как видно из (69) и (70) теория УКС дает одинаковое смещение электрических и магнитных зарядов квантонов в роторах фотона, определяя синхронное смещение зарядов в противофазе. Причем величина смещение зарядов порядка 10^{-57} м для $\lambda=630$ нм крайне мала по отношению к диаметру квантона порядка 10^{-25} м. Несмотря на столь незначительное смещение зарядов нарушение электрического и магнитного равновесия квантованной среды в роторах фотона определено довольно высокими показателями напряженности полей $E=0,516 \cdot 10^{12}$ В/м и $H=1,37 \cdot 10^9$ А/м (табл. 2). Это еще раз подтверждает, что квантованная среда обладает колоссальной упругостью, устанавливая довольно высокую скорость $C_0 \sim 3 \cdot 10^8$ м/с распространения волновых процессов в ней.

Ранее было показано, что роторы электрического и магнитного полей фотона расположены в ортогональных плоскостях поляризации, пересечение которых определяет направление движения фотона представленное вектором скорости C_0 по оси X (рис.2). Это обусловлено тем, что изначально электромагнитное поле фотона формируется как сферическая волна, но на скорости C очень близкой к скорости света C_0 . Поэтому у фотона есть небольшой временной период (59) необходимый для разбухания до конечного размера, определяемого длиной волны. Достигнув скорости света, фотон далее не может раздуваться, фиксируя свой волновой (полуволновой) диаметр и стабилизируя частоту циркуляции электрической и магнитной энергии в роторах фотона.

Циркуляция электрической и магнитной энергии в роторах фотона и синхронизация циркуляции производится за счет работы связующих квантонов в зонах а и б (рис. 5). Действительно, смещение $\Delta\ell$ (69) электрических зарядов в связующем квантоне в зоне а, по цепочке из квантонов вызывает смещение на $\Delta\ell$ зарядов во всех квантонах круговой струны электрического ротора. Данное смещение электрических зарядов устанавливает напряженность \mathbf{E} (67) циркуляции электрического поля в роторе фотона, обеспечивая потокосцепление (65) квантонов ротора.

Смещение $\Delta\ell$ (69) электрических зарядов в связующем квантоне (зона а) синхронно связано со смещением $(-\Delta\ell)$ (70) в противофазе магнитных зарядов квантона. Это обусловлено, как показано в [1], законом сохранения энергии, который распространяется и

на квантон как переносчик электромагнитной волны. Смещение магнитных зарядов устанавливает напряженность \mathbf{H} (68) циркуляции магнитного поля в роторе фотона синхронно с циркуляцией вектора \mathbf{E} . Аналогичные процессы происходят во втором связующем квантоне в зоне b . По сути дела двухроторная структура квантона представляет собой микроскопический электромагнитный колебательный контур движущейся в квантованной среде со скоростью света.

Таким образом, через связующие квантоны в зонах a и b , происходит взаимодействие электричества и магнетизма внутри фотона, обеспечивая циркуляцию полей и электромагнитной энергии в роторах фотона. Поэтому рассмотрим подробнее процессы циркуляции электрической и магнитной энергии в электрическом и магнитном роторах фотона, как колебательном контуре. Для этого полную энергию $\hbar\nu$ фотона представим ее электрической W_e и магнитной W_g компонентами, эквивалентными друг другу

$$W = \hbar\nu = W_e + W_g = \frac{1}{2} \int_V \epsilon_0 E^2 dV + \frac{1}{2} \int_V \mu_0 H^2 dV \quad (71)$$

Следует отметить, что в электромагнитной волне, не исключая и фотон, эквивалентность электричества и магнетизма установлена отношением E/H как четкой константы, независимо от величины E и H , определяя волновое сопротивление квантованной среды в 377 Ом:

$$\frac{E}{H} = \frac{1}{\epsilon_0 C_0} = \mu_0 C_0 = 377 \frac{B}{A} = 377 \text{ Ом} \quad (72)$$

Для однородного по сечению ротора с постоянным объемом $V = S_{ef} \ell$ с учетом средней длины ℓ (41) силовой линии в роторе, выражение (71) упрощается

$$V = S_{ef} \ell = \frac{\pi}{2} S_{ef} \lambda \quad (73)$$

$$W = \hbar\nu = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 V + \frac{1}{2} \mu_0 H^2 V \quad (74)$$

Выражение (74) устанавливает баланс электрической и магнитной энергий для действующих значений напряженности E и H . При переходе к мгновенным значениям, которые представим косинусной функцией (12), мгновенное значение энергии W_{in} фотона изменяется в роторе с удвоенной циклической частотой 2ω , где $\omega = 2\pi\nu$

$$W_{in} = \frac{1}{4} \epsilon_0 V E_a^2 [1 + \cos(2\omega t)] + \frac{1}{4} \mu_0 V H_a^2 [1 + \cos(-2\omega t)] \quad (75)$$

В (75) входят компоненты энергии, которые характеризуют ее определенный уровень W_{const} , относительно которого происходит циркуляция переменной компоненты энергии W_{var} в роторах фотона

$$W_{const} = \frac{1}{4} \epsilon_0 V E_a^2 + \frac{1}{4} \mu_0 V H_a^2 \quad (76)$$

$$W_{var} = \frac{1}{4} \epsilon_0 V E_a^2 \cos(2\omega t) - \frac{1}{4} \mu_0 V H_a^2 \cos(2\omega t) \quad (77)$$

Выражения (76) и (77) можно привести к виду (74), заменив амплитудные значения E_a и H_a на действующие $E_a = \sqrt{2} \cdot E$ и $H_a = \sqrt{2} \cdot H$ и учитывая, что для действующих значений $\cos(2\omega t) = 1$, как в случае действия статических полей

$$W_{const} = \frac{1}{2} \epsilon_0 V E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 V H^2 = \hbar\nu \quad (78)$$

$$W_{var} = \frac{1}{2} \epsilon_0 V E^2 - \frac{1}{2} \mu_0 V H^2 = \frac{1}{2} \hbar\nu - \frac{1}{2} \hbar\nu = 0 \quad (79)$$

Выражение (79) можно получить, как среднеквадратичное, интегрируя квадрат (77) в интервале периода, разделив результат на период и вычислив, квадратный корень. Далее запишем действующее значение энергии как сумму (78) и (79)

$$W = W_{\text{const}} + W_{\text{var}} = \hbar\nu + \left(\frac{1}{2} \varepsilon_0 V E^2 - \frac{1}{2} \mu_0 V H^2 \right) = \hbar\nu \quad (80)$$

Как видно из (80) энергия фотона, полученная в результате перенормировки энергии, эквивалентна энергии (74) фотона. Но физический смысл энергии (80) совсем иной, чем энергии (74). Запись выражения (74) отражает классический подход к проблеме энергии фотона, полагая, что переносимая фотоном энергия аккумулирована только в роторах фотона. Но при классическом подходе, при отказе от светонесущей квантованной среды, выражение (74) не отражает циркуляции энергии, когда электрическая энергия фотона должна полностью переходить в его магнитную энергию, и наоборот. Нетрудно показать, что это возможно только в том случае, если между векторами \mathbf{E} и \mathbf{H} имеется фазовый сдвиг в $\pi/2$. На самом деле в электромагнитной волне фазовый сдвиг отсутствует. Вектора \mathbf{E} и $(-\mathbf{H})$ могут существовать только одновременно и в противофазе. Это убедительно доказывает, что имеющийся классический подход содержит противоречия, которые устраняет выражение (80).

Прежде всего, выражение (74) не отражает того, что энергия в роторах фотона циркулирует в противофазе относительно знака энергии. Смысл этого в следующем. Если энергия в электрическом роторе имеет положительное значение, то в этот момент энергия в магнитном роторе имеет отрицательное значение. И, наоборот, в тот момент, когда энергия в электрическом роторе меняет знак на отрицательное значение, знак энергии в магнитном роторе меняется на положительное значение. Значение знака энергии определяет ее направление: положительное значение энергии связано с извлечением ее из квантованной среды, а отрицательное – с поглощением квантованной средой. Это отражено в (77) и (80).

Выражения (77) и (80) отражают реальное положение фотона, волновое перемещение которого в квантованной среде со скоростью света возможно только в результате обмена электромагнитной энергией фотона с квантованной средой. Без светонесущей среды фотон существовать не может. Чтобы работала классическая формула (74), она должна реализовывать концепцию циркуляции энергии между электрическим и магнитным роторами фотона. Но как показывает анализ, такого механизма циркуляции энергии в природе не существует. Циркуляция энергии фотона возможна только в результате ее обмена с квантованной средой в соответствии с (77) и (80), когда положительная энергия электрического ротора связана с извлечением ее из квантованной среды, в то время как отрицательная энергия магнитного ротора направлена на отдачу в квантованную среду, и наоборот. Только в результате энергетического обмена с квантованной средой фотон способен оставлять волновой электромагнитный след в квантованной среде, проявляя волновые свойства.

Действительно, при формировании фотона в результате дефекта массы орбитального электрона в квантованную среду сразу сбрасывается энергия $\hbar\nu$ как константа, поскольку дефект массы есть величина постоянная во времени. Но эта энергия может переноситься в пространстве только в результате волнового процесса. Поэтому энергия дефекта массы, как энергия упругой деформации среды, освобождаясь, вызывает волновой процесс, в результате которого образуются два ротора, энергия между которыми разделяется поровну (74) и каждая половина циркулирует в роторах фотона в соответствии с (77). Но выражение (74) не учитывает знак энергии, как выражение (80).

Выражение (74) было записано исходя из формального баланса энергии. При более детальном анализе, учет знака аргумента $(-2\omega t)$ в (75), учитывающий противофазную циркуляцию энергии, позволил уточнить баланс энергии (80) фотона в квантованной среде. Баланс энергии (80) фотона определяет непрерывный обмен энергией с квантованной средой. При этом количество энергии, направляемое из квантованной среды в один из роторов фотона, эквивалентно количеству энергии сбрасываемой другим ротором в квантованную среду, поддерживая постоянной изначальную энергию $\hbar\nu = \Delta m_e c_0^2$ фотона.

На уровне квантонов это проявляется в том, что когда в электрическом роторе внутри квантонов электрические заряды удаляются друг от друга, то в магнитном роторе внутри квантонов магнитные заряды сближаются, и наоборот. Удаление зарядов внутри квантонов эквивалентно уменьшению их внутренней энергии и увеличению внешней энергии в среде в роторе фотона, и наоборот. При этом ротор при движении фотона набегает на квантованную среду, производя ее поляризацию. Одновременно он и сбегает со среды, освобождая энергию поляризации. Это возможно только в результате непрерывного обмена энергией между роторами фотона и квантованной средой, в результате которого производится волновой перенос фотона в среде со скоростью света.

Как уже отмечалось, ввиду релятивистского сокращения продольных компонент \mathbf{E}_x и \mathbf{H}_x (62) электромагнитной волны при ее регистрации неподвижным наблюдателем, необходимо рассматривать колебания только поперечной компоненты мгновенных векторов напряженности \mathbf{E}_y и \mathbf{H}_z (61) по осям Y и Z , соответственно, где α_x – угол наклона векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} к оси X

$$\begin{cases} \mathbf{E}_y = \mathbf{E} \cos \alpha_x \\ \mathbf{H}_z = -\mathbf{H} \cos \alpha_x \end{cases} \quad \mathbf{E}_y \perp \mathbf{H}_z \quad (81)$$

Система (81) привязывает приложение векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} на роторе фотона к одной и той же координате x .

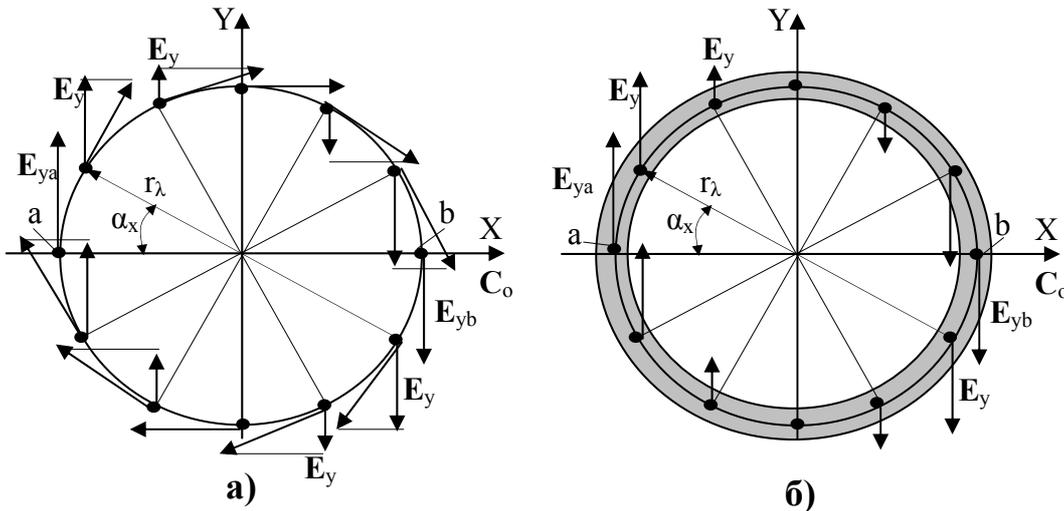


Рис. 6. Построение поперечных проекций на ось Y мгновенного вектора напряженности \mathbf{E}_y циркуляции ротора электрического поля фотона (а) и выделение поперечных проекций внутри сечения ротора (б).

На рис. 6 показаны поперечные проекции мгновенного вектора напряженности \mathbf{E}_y циркуляции ротора электрического поля фотона на ось Y (а), выделенные отдельно внутри ротора (б). Максимального значения поперечные компоненты вектора напряженности достигают в диаметральных точках a и b , и переходят в нулевое состояние в центре фотона по оси Y , изменяясь по закону (81). Аналогичную картину полей можно представить и для вектора циркуляции мгновенных значений поперечной компоненты напряженности \mathbf{H}_z (81) магнитного поля ротора фотона, учитывая ортогональность векторов \mathbf{H}_z и \mathbf{E}_y .

На рис. 7 представлены графики изменения поперечной компоненты напряженности \mathbf{E}_y (211) электрического поля внутри фотона для полуволновой (а) и волновой (б) модели. Аналогичные графики можно представить и для изменения поперечной компоненты напряженности \mathbf{H}_z (81) магнитного поля внутри ротора фотона. Полуволновую модель (а) можно характеризовать, как уже и отмечалось, только определенным этапом в развитии волновой модели (б). Данные графики показывают, что полуволновая модель не удовлетворяет волновому уравнению фотона в полном объеме, когда волну необходимо

описать как изменяющуюся во времени, так и пространстве. Поэтому, прежде чем проводить дальнейший анализ, необходимо показать вывод волнового уравнения фотона.

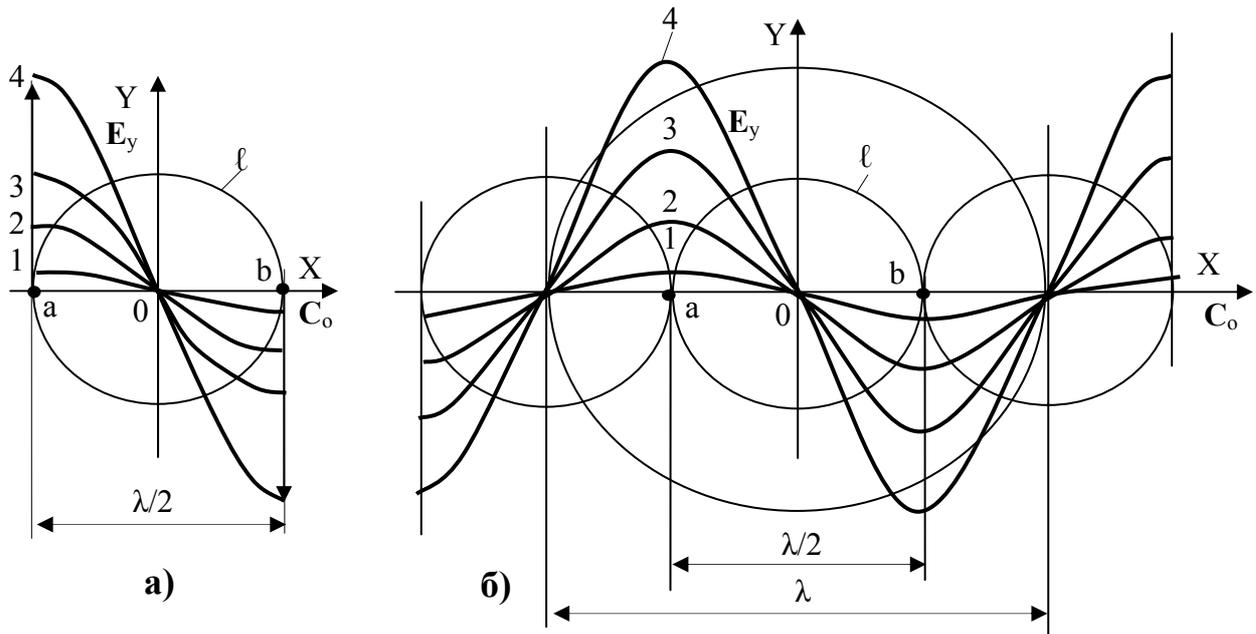


Рис. 7. Изменение поперечной компоненты E_y внутри фотона в полуволновой (а) и волновой (б) моделях.

4. Волновое уравнение фотона

В работе [1] уже был представлен довольно простой вывод волнового уравнения классической электромагнитной волны на основе анализа смещения электрических и магнитных зарядов внутри квантонов при прохождении электромагнитной волны через квантованную среду. Данную методику можно было бы применить и для вывода волнового уравнения фотона. Однако у теории УКС есть возможности позволяющие предложить новую методику вывода волнового уравнения фотона. Для этого сравним выражения (81) и (11), представив (81) в следующем виде:

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \mathbf{E}_a \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \\ \mathbf{H} = \mathbf{H}_a \cos\left(-\frac{2\pi}{T} t\right) \end{cases} \quad \mathbf{E} \perp \mathbf{H} \quad (82)$$

Выражение (82) отражает изменение векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} во времени t по закону косинуса, увеличение которых во времени показано отдельными этапами на графиках 1, 2, 3, 4 (рис. 7). Сами же графики 1, 2, 3, 4 отражают распределение в пространстве поперечных компонент напряженности E_y и H_z также по закону косинуса (81). Для этого аргумент α_x функции (81) выразим через линейные параметры фотона, связав угол α_x с длиной волны λ и координатой x через соответствующие приращения, где ℓ – длина средней линии ротора фотона с радиусом r_λ

$$d\alpha_x = \frac{d\ell}{r_\lambda} = 2\pi \frac{d\ell}{\lambda} \quad (83)$$

В (83) соотношение между малым углом $d\alpha_x$ и изменением $d\ell$, основано на том, что в области малых углов $\sin(d\alpha_x) \approx d\alpha_x$, при этом получаем $d\ell = r_\lambda \sin(d\alpha_x) \approx r_\lambda d\alpha_x$ (рис. 7). Очевидно, что угол α_x при прохождении фотоном расстояние равное длине волны λ должен совершить

полной оборот 2π . Это позволяет для амплитуды поперечных компонент \mathbf{E}_{ay} и \mathbf{H}_{az} связать изменение координаты dx в направление движения волны и приращение $d\ell$, пропорцией

$$\frac{dx}{\lambda} = \frac{d\ell}{\ell} \quad (84)$$

Подставляем (84) в (83) и интегрируем

$$\alpha_x = 2\pi \frac{x}{\lambda} \quad (85)$$

Итак, волновые свойства фотона должны удовлетворять условию (85) при изменении x от 0 до λ . Подставляем (85) в (81) и получаем линейное распределение поперечной компоненты напряженности \mathbf{E}_y и \mathbf{H}_z полей по длине волны в виде косинусной функции через поперечные амплитуды \mathbf{E}_{ay} и \mathbf{H}_{az}

$$\begin{cases} \mathbf{E}_y = \mathbf{E}_{ay} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \\ \mathbf{H}_z = -\mathbf{H}_{az} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \end{cases} \quad \mathbf{E}_y \perp \mathbf{H}_z \quad (86)$$

Выражение (86) определяет линейное распределение поперечных компонент напряженности поля \mathbf{E}_y и \mathbf{H}_z по длине волны. Выражение (82), описывающее временное распределение векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} будет справедливо и для поперечных компонент напряженности поля \mathbf{E}_y и \mathbf{H}_z

$$\begin{cases} \mathbf{E}_y = \mathbf{E}_{ay} \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \\ \mathbf{H}_z = -\mathbf{H}_{az} \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \end{cases} \quad \mathbf{E}_y \perp \mathbf{H}_z \quad (87)$$

Выражения (86) и (87) связывают изменение поперечных компонент напряженности поля \mathbf{E}_y и \mathbf{H}_z во времени t и пространстве по длине волны λ . Чтобы связать компоненты \mathbf{E}_y и \mathbf{H}_z волновым уравнением, определим частные производные по времени t от (86) и по длине x от (87)

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial x} = -\frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{E}_{ay} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \\ \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial x} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{H}_{az} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \end{cases} \quad \mathbf{E}_y \perp \mathbf{H}_z \quad (88)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial t} = -\frac{2\pi}{T} \mathbf{E}_{ay} \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \\ \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial t} = \frac{2\pi}{T} \mathbf{H}_{az} \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \end{cases} \quad \mathbf{E}_y \perp \mathbf{H}_z \quad (89)$$

Учитывая, что длина волны λ и период T связаны, а также расстояние x и время t увязаны для волнового фронта между собой через скорость света ($\lambda = c_0 T$ и $x = c_0 t$), приведем линейное уравнение (88) к временному виду

$$\begin{cases} c_0 \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial x} = -\frac{2\pi}{T} \mathbf{E}_{ay} \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \\ c_0 \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial x} = \frac{2\pi}{T} \mathbf{H}_{az} \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \end{cases} \quad \mathbf{E}_y \perp \mathbf{H}_z \quad (90)$$

Приравниваем левые части (89) и (90) поскольку их правые части равны, и получаем волновое уравнение фотона

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial t} = C_0 \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial x} \\ \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial t} = C_0 \frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial x} \end{cases} \quad \mathbf{E}_y \perp \mathbf{H}_z \quad (91)$$

Повышая порядок частных производных, приводим волновое уравнение (91) фотона к дифференциальному уравнению второго порядка в частных производных, придав ему классический вид

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_y}{\partial t^2} = C_0^2 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_y}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 \mathbf{H}_z}{\partial t^2} = C_0^2 \frac{\partial^2 \mathbf{H}_z}{\partial x^2} \end{cases} \quad \mathbf{E}_y \perp \mathbf{H}_z \quad (92)$$

И все же волновое уравнение (92) электромагнитной волны фотона отличается от классического тем, что в нем фигурируют только поперечные компоненты напряженности \mathbf{E}_y и \mathbf{H}_z поля. Продольные компоненты \mathbf{E}_x и \mathbf{H}_x (62) поля остаются ненаблюдаемыми ввиду их релятивистского сокращения. У классической электромагнитной волны продольные компоненты электромагнитного поля отсутствуют.

Указанные отличия волновых уравнений (91) и (92) фотона ввиду релятивистского сокращения продольных компонент поля дают рассогласование с уравнениями Максвелла (10), которым соответствуют напряженности (61) поперечных компонент \mathbf{E}_y и \mathbf{H}_z поля только в диагональных точках а и б ротора фотона. В этом случае у ротора отсутствует продольная компонента $\mathbf{E}_x=0$ и $\mathbf{H}_x=0$ и присутствует только поперечная компонента \mathbf{E}_y и \mathbf{H}_z , которая определяет плотности токов в уравнениях Максвелла

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \mathbf{E}_y \\ \mathbf{H} = \mathbf{H}_z \end{cases} \quad \text{в точках а и б} \quad (93)$$

Поскольку продольные компоненты электромагнитной волны фотона присутствуют в реальности, волновые уравнения можно записать и через продольные компоненты, заменив ими поперечные компоненты в (91) и (92). В целом, дифференциальные уравнения (91) и (92) не изменятся, если взамен поперечных компонент ввести их полные вектора \mathbf{E} и \mathbf{H} из (82).

В результате анализа полуволновой модели фотона (рис. 7 а) получены волновые уравнения (91) и (92) фотона, которые позволяет окончательно решить вопрос о его структуре. Итак, чтобы сформировать волновой фронт фотона во времени и пространстве необходимо волновой процесс организовать как минимум в пределах целого периода. Полуволновая модель не соответствует данным условиям, проявляя обрезание переднего и заднего фронтов волны, как это представлено на рис. 7 а.

Полностью восстановить волновой фронт удастся только у волновой модели (рис. 7 б). С этой целью совместим по оси X три полуволновых модели фотона и в центре получим волновую модель с целостным волновым фронтом, как и на рис. 3. Чтобы сформировать целостный волновой фронт в него должна быть вовлечена вся область внутри ротора фотона на всей длине волны λ . Как уже отмечалось, данному условию отвечают дисковые роторы с эллипсоидным сечением, которое для низкоэнергетических фотонов в оптическом диапазоне вытягивается в узкую полоску толщиной порядка 10^{-20} м (56).

Это позволяет установить синусоидальное распределение напряженности \mathbf{E} и \mathbf{H} поля ротора по сечению фотона при удалении от его центра 0 на расстояние r, когда перенос начала отсчета из точки а на $1/4\lambda$ косинусной функции (86) по оси X в точку 0 преобразует косинус в синус

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \mathbf{E}_a \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} r\right) \\ \mathbf{H} = -\mathbf{H}_a \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} r\right) \end{cases} \quad \mathbf{E} \perp \mathbf{H} \quad (94)$$

В (94) представлены полные вектора \mathbf{E} и \mathbf{H} , а не их поперечные компоненты \mathbf{E}_y и \mathbf{H}_z (86). Это связано с тем, что как уже отмечалось, по оси X поперечные компоненты \mathbf{E}_y и \mathbf{H}_z эквивалентны полным векторам \mathbf{E} и \mathbf{H} ротора фотона. Учитывая сферическую симметрию фотона, действительное (без релятивистских сокращений) распределение напряженности поля в роторах фотона определяется синусоидальной функцией (94) в соответствующих плоскостях поляризации (в плоскостях роторов фотона).

В классической электродинамике принято, что напряженность кругового поля, например, в магнитном роторе линейного тока ослабевает при удалении от центра ротора. Для фотона напряженность в центре ротора отсутствует и усиливается по синусоидальному закону (94) достигая максимального значения при $r = \frac{1}{4}\lambda$ для среднего радиуса r_λ фотона. При дальнейшем удалении от центра фотона напряженность поля в роторе уменьшается до нуля при $r = \frac{1}{2}\lambda$. Действительно, фотон представляет собой при вращении плоскостей поляризации сферический сгусток энергии электромагнитного поля поляризации квантованной среды в объеме волнового фронта на длине волны λ . Энергия фотона локализована в объеме пространства, ограниченным длиной волны и волновым фронтом.

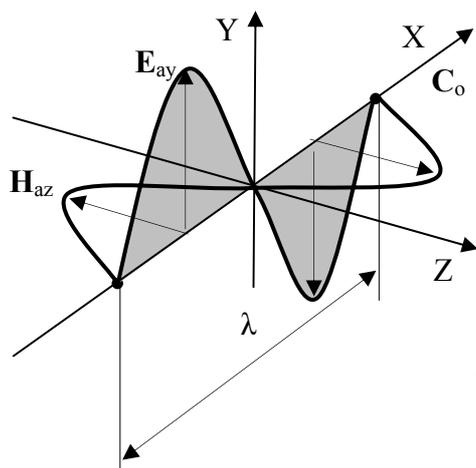


Рис. 8. Наблюдаемый электромагнитный след волны фотона в квантованной среде.

Итак, анализируя электромагнитное поле полноволновой модели фотона (рис. 7 б), установлено, что для неподвижного наблюдателя поле фотона описывается выражением (87) и волновыми уравнениями (91) и (92). Графически волновой электромагнитный след представлен на рис. 8. Этот след оставляет волновой фронт фотона, перемещаясь в пространстве со скоростью света c_0 и амплитудами поперечных компонент \mathbf{E}_{ay} и \mathbf{H}_{az} . Как видно наблюдаемый релятивистский электромагнитный след фотона в квантованной среде не отличается от классической электромагнитной волны с поперечными колебаниями векторов напряженности электрического и магнитного полей.

Проведенный анализ также показывает, что выбранная в качестве усредненных расчетов полуволновая модель фотона, в конечном итоге, позволила обосновать его волновую модель. При этом усредненные параметры полуволновой модели соответствуют действующим параметрам волновой модели фотона. Действительно, распределение напряженности поля по синусному закону (94) позволяет определить в интервале от 0 до $\frac{1}{2}\lambda$ его действующие параметры \mathbf{E} и \mathbf{H} , которые характеризуют среднеквадратичные величины (эффективные значения соответствующие однородным полям)

$$\begin{cases} E = \sqrt{\frac{1}{\lambda/2} \int_0^{\lambda/2} E_a^2 \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} r\right) dr} = \frac{E_a}{\sqrt{2}} \\ H = \sqrt{\frac{1}{\lambda/2} \int_0^{\lambda/2} H_a^2 \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} r\right) dr} = \frac{H_a}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (95)$$

Изначально в полуволновую модель были заложены условия (95) определяющие ее как усредненную модель, характеризующуюся среднеквадратичными параметрами фотона. При этом усреднение базировалось на вполне обоснованных положениях, когда неоднородное поле ротора фотона заменяется однородным по сечению и эквивалентным по эффективности неоднородному полю. Для перехода к усредненной модели были вполне обоснованно применены условия (95), учитывающие синусное распределение поля по сечению ротора фотона. Это относится и к определению эффективного сечения ротора S_{ef} (34) фотона.

5. Полная двухроторная структура фотона

Теперь, когда известны основные параметры фотона, необходимо уточнить конфигурацию полей самих роторов фотона. Это очень важно при исследовании взаимодействия фотона с вещественными средами, в том числе с оптическими средами. Именно взаимодействие полей фотона с локальными полями атомных структур вещества определяет замедление света C в веществе по сравнению со скоростью света C_0 в вакууме (квантованной среде). До сих пор причины данного явления были неизвестны квантовой электродинамике, также как и причины частичного увлечения света движущимися средами, поскольку анализ причин указанных явлений невозможен без участия квантованной среды, как среды светонесущей [2].

Для построения полной конфигурации электромагнитного поля фотона воспользуемся методом пробного квантона, и рассмотрим возможную ориентацию магнитных осей в электрическом роторе и ориентацию электрических осей квантона в магнитном роторе фотона. В этом случае роторное поле фотона в плоскости поляризации должно породить радиальное поле в этой же плоскости. Механизм данного явления рассмотрим несколько позже, а пока обозначим радиальное электрическое поле как $radE$, магнитное – $radH$. Далее запишем операцию, когда ротор $rotH$ магнитного поля фотона индуцирует радиальное $radE$ электрическое поле, а электрический ротор $rotE$ индуцирует радиальное магнитное поле $radH$

$$\begin{cases} radH = -\epsilon_0 C_0 rotE \\ radE = -\mu_0 C_0 rotH \end{cases} \quad (96)$$

В классической электродинамике ротор E представлен частной производной напряженности H магнитного поля по времени, а ротор H представлен частной производной напряженности E электрического поля по времени [1]. Теория фотона, как частицы обладающей полной симметрией между электричеством и магнетизмом, позволяет расширить возможности указанных функций, заменив в $rotE$ электрические параметры эквивалентными магнитными, в $rotH$ – магнитные параметры эквивалентными электрическими

$$\begin{cases} rotE = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{C_0} \frac{\partial E}{\partial t} \\ rotH = -\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{C_0} \frac{\partial H}{\partial t} \end{cases} \quad (97)$$

Заменяем $rotE$ и $rotH$ в (96) из (97) и получаем

$$\begin{cases} \text{rad}\mathbf{H} = -\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \text{rad}\mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \end{cases} \quad (98)$$

Выражение (98) устанавливает, что изменение электрического поля \mathbf{E} во времени внутри электрического ротора фотона ведет к индукции радиального магнитного поля \mathbf{H} в электрическом роторе, и наоборот, изменение магнитного поля \mathbf{H} во времени внутри магнитного ротора ведет к индукции радиального электрического поля \mathbf{E} в магнитном роторе фотона. Электрические и магнитные параметры радиальных и роторных полей связаны дифференциальным соотношением (97), устанавливая эквивалентность между электричеством и магнетизмом в роторах фотона

$$\mathbf{H} = \varepsilon_0 C_0 \mathbf{E}, \quad \mathbf{H} \perp \mathbf{E} \quad (99)$$

Выражение (99) является решением системы (98), которое заранее было заложено условием эквивалентности (96). Выражение (99) позволяет установить напряженность радиальных электрического и магнитного полей в роторах фотона по величине циркулирующих в роторах соответствующих векторов напряженности полей.

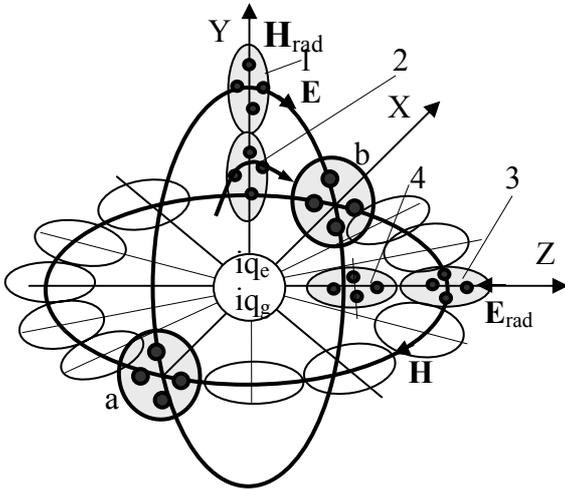


Рис. 9. Формирование радиальных полей \mathbf{E}_r и \mathbf{H}_r в роторах фотона.

На рис. 9 представлен механизм формирования радиальных полей \mathbf{E}_{rad} и \mathbf{H}_{rad} роторов фотона, которые в отличие от полей роторных обозначены индексом ($_{\text{rad}}$). Полную картину поля представить графически в трехмерном изображении очень трудно, поэтому покажем только отдельные ее элементы, и то для части ротора в виде замкнутой струны из квантонов. Квантоны обозначены своими проекциями и ортогональными электрическими и магнитными осями, связывающими попарно в диполи электрические и магнитные заряды внутри квантона.

Выделим на оси Y внутри электрического ротора \mathbf{E} квантон 1, электрическая ось которого, в предельном случае для наглядности, полностью ориентирована по вектору \mathbf{E} напряженности. Поместим под квантоном 1 второй квантон 2, который принадлежит второй роторной струне из квантонов. Электрическая ось квантона 2 также будет ориентирована по направлению циркуляции вектора \mathbf{E} роторе фотона. Очевидно, что магнитные заряды квантонов 1 и 2, обладая способностью к сцеплению, развернут магнитные оси в радиальном направлении, формируя радиальное магнитное поле напряженностью \mathbf{H}_{rad} . Итак, круговой вектор электрического поля \mathbf{E} , циркулирующий в роторе, порождает в этом же роторе радиальное магнитное поле \mathbf{H}_{rad} в соответствии с (99), которое будет несколько ослаблено по сравнению с (99) ввиду своего вторичного индукционного характера. Данное ослабление индуцированного радиального поля \mathbf{H}_{rad} учтем коэффициентом ослабления k_{at} , который определим позже

$$\mathbf{H}_{\text{rad}} = k_{\text{at}} \varepsilon_0 C_0 \mathbf{E}, \quad \mathbf{H}_{\text{rad}} \perp \mathbf{E} \quad (100)$$

Аналогичную картину можно наблюдать и в магнитном роторе \mathbf{H} фотона, когда сцепление электрических зарядов в квантонах 3 и 4 индуцирует в плоскости ротора радиальное электрическое поле \mathbf{E}_{rad} в соответствии с (99) и учетом коэффициента k_{at} ослабления

$$\mathbf{E}_{\text{rad}} = k_{\text{at}} \mu_0 C_0 \mathbf{H}, \quad \mathbf{E}_{\text{rad}} \perp \mathbf{H} \quad (101)$$

Выражения (100) и (101) не соответствует ранее представленным уравнениям (96)...(99) наличием коэффициента k_{at} ослабления. Дело в том, что выражения (96)...(99) описывают поле в диске ротора фотона, состоящим всего из одного слоя квантонов, когда взаимодействию в роторе ничего не мешает. Но в действительности, как было показано, ротор фотона является многослойным образованием из большого количества квантонов. Так для фотона с $\lambda=630$ нм количество слоев из квантонов в диске ротора составляет порядка 10^5 слоев при средней толщине h_λ диска ротора порядка 10^{-20} м (56)

$$h_\lambda = \frac{2S_{\text{ef}}}{\lambda} = 3,4 \cdot 10^{-20} \text{ м} \quad (102)$$

В работе [1] показано, что напряженность поля в квантованной среде является усредненным показателем в результате случайной деформационной и ориентационной поляризации большого количества квантонов, которое в совокупности определяет нарушение электрического и магнитного равновесия квантованной среды. Поэтому, рассматривая многослойный ротор фотона можно допустить, что поля в каждом отдельном слое ротора удовлетворяют уравнениям (96)...(99). Но при плотном совмещении слоев, взаимодействие слоев между собой ведет к ослаблению радиального поля \mathbf{E}_{rad} (102) и \mathbf{H}_{rad} (100), которые учитывается введением коэффициента k_{at} ослабления. Ввиду случайного характера ориентации квантонов в роторах, практически невозможно создать условия, чтобы заряды в квантонах соседних слоев не нарушали требуемую ориентацию квантонов в каждом отдельном слое.

В любом случае поток Φ_τ электрического поля электрического ротора фотона, пронизывающий квантоны в тангенциальном направлении по сечению ротора должен быть эквивалентным потоку Φ_{rad} поля в радиальном направлении, подчиняясь условию эквивалентности между электричеством и магнетизмом в роторах фотона

$$\Phi_\tau = \frac{1}{C_0} \Phi_{\text{rad}} \quad (103)$$

Исходя из условия эквивалентности (103) можно определить величину коэффициента k_{at} ослабления в (100) и (101), исходя из усредненных параметров фотона. Для этого необходимо определить тангенциальный Φ_τ и радиальный Φ_{rad} потоки полей внутри ротора фотона на уровне средней силовой линии на расстоянии $\lambda/4$ от центра фотона. Тогда тангенциальный поток в электрическом роторе фотона определяется усредненным значением напряженности \mathbf{E} и эффективным сечением $S_{\text{ef}} = 2,15 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2$ (38)

$$\Phi_\tau = \int_S \varepsilon_0 \mathbf{E} d\mathbf{S} = \varepsilon_0 \mathbf{E} S_{\text{ef}} \quad (104)$$

Для нахождения радиального потока эквивалентного потоку (104) необходимо найти площадь S_{rad} , которую пронизывает радиальный поток на расстоянии $\lambda/4$ от центра фотона. Тогда площадь S_{rad} представляет собой узкое кольцо толщиной h_λ (102) и с длиной окружности определяемой радиусом равным $\lambda/4$

$$S_{\text{rad}} = \frac{1}{2} \pi h_\lambda \lambda = \pi S_{\text{ef}} \quad (105)$$

С учетом (100) и (105) определяем радиальный поток магнитного поля в электрическом роторе фотона

$$\Phi_{\text{rad}} = \int_S \mathbf{H}_{\text{rad}} d\mathbf{S} = \mathbf{H}_{\text{rad}} S_{\text{rad}} = \mathbf{H}_{\text{rad}} \pi S_{\text{ef}} = \pi k_{\text{at}} \varepsilon_0 C_0 \mathbf{E} S_{\text{ef}} \quad (106)$$

Подставляем (106) и (104) в условие (103) и находим коэффициента k_{at} ослабления

$$k_{at} = \frac{1}{\pi} \quad (107)$$

С учетом (107) записываем радиальные компоненты \mathbf{E}_{rad} (101) и \mathbf{H}_{rad} (100) напряженности поля в роторах фотона

$$\mathbf{E}_{rad} = \frac{\mu_o}{\pi} C_o \mathbf{H}, \quad \mathbf{E}_{rad} \perp \mathbf{H} \quad (108)$$

$$\mathbf{H}_{rad} = \frac{\varepsilon_o}{\pi} C_o \mathbf{E}, \quad \mathbf{H}_{rad} \perp \mathbf{E} \quad (109)$$

Если рассматривать множество квантонов в магнитном роторе, то в соответствии с (108) они должны иметь ориентацию магнитных осей по ротору и электрических – по радиусу от центра фотона. Очевидно, что учесть радиальную электрическую компоненту \mathbf{E}_{rad} (108) магнитного ротора фотона можно разместив в центре ротора мнимый электрический заряд iq_e . Аналогичные рассуждения касаются электрического ротора, когда радиальную магнитную компоненту \mathbf{H}_{rad} (109) электрического ротора фотона можно учесть, разместив в центре фотона мнимый магнитный заряд iq_g . Мнимая единица i означает, что заряды фотона являются мнимыми, не существующими в реальности.

Введение мнимых зарядов iq_e и iq_g , изменяющихся во времени с частотой поля фотона, позволяет анализировать траекторию фотона при наличии внешних возмущающих полей, например, в оптических средах. Величины мнимых зарядов iq_e и iq_g фотона можно оценить величиной потоков поля пронизывающих сечение S_{rad} (105) ротора в радиальном направлении на уровне средней линии роторов фотона с учетом (108) и (109)

$$\begin{cases} iq_e = \int_S \varepsilon_o E_{rad} dS = \varepsilon_o E_{rad} S_{rad} = \varepsilon_o \frac{\mu_o}{\pi} C_o H \pi S_{ef} = \frac{HS_{ef}}{C_o} \\ iq_g = \int_S H_{rad} dS = H_{rad} S_{rad} = \frac{\varepsilon_o}{\pi} C_o E \pi S_{ef} = \frac{ES_{ef}}{\mu_o C_o} \end{cases} \quad (110)$$

Необходимо отметить, что величины мнимых зарядов (110) соответствуют средней линии роторов фотона и являются максимальными для каждой длины волны фотона. С учетом средних значений E (42) и H (43) определяем максимальные величины мнимых зарядов iq_e и iq_g (110) фотона через его константы (табл. 1) для любой длины волны λ

$$\begin{cases} iq_e = \frac{HS_{ef}}{C_o} = \frac{2\varphi_g}{\pi C_o \lambda} S_{ef} = \frac{2\varepsilon_o \varphi_e S_{ef}}{\pi \lambda} \\ iq_g = \frac{ES_{ef}}{\mu_o C_o} = \frac{2\varphi_e}{\pi \mu_o C_o \lambda} S_{ef} = \frac{2\varphi_g S_{ef}}{\pi \lambda} \end{cases} \quad (111)$$

Из (111) получаем соотношение между мнимыми зарядами iq_e и iq_g роторов фотона

$$iq_g = C_o iq_e \quad (112)$$

Выражение (112) подтверждает правильность проведенных расчетов, поскольку соответствует соотношению между магнитным g и электрическим e зарядами: $g=C_o e$ [1].

Выражение (111) позволяет найти мнимые заряды iq_e и iq_g фотона для любой длины волны λ через электрические или магнитные константы. Оценим конкретно для $\lambda=630$ нм значение мнимых зарядов iq_e и iq_g через константы таблицы 1

$$\begin{cases} iq_e = \frac{2\varepsilon_o \varphi_e S_{ef}}{\pi \lambda} = 10^{-25} \text{ Кл} \\ iq_g = \frac{2\varphi_g S_{ef}}{\pi \lambda} = 3 \cdot 10^{-17} \text{ Дк} \end{cases} \quad (113)$$

В предельном случае при аннигиляции электрона в излучение с энергией фотона 0,511 МэВ, длина волны гамма-кванта, равная комптоновской длине волны электрона, составляет

$\lambda_0 = 3,86 \cdot 10^{-13}$ м (32). Это позволяет определить предельные $iq_{e\max}$ и $iq_{g\max}$ мнимые заряды фотона с энергией 0,511 МэВ, излучаемого электроном в момент его аннигиляции

$$\begin{cases} iq_{e\max} = \frac{2\varepsilon_0 \varphi_e S_{ef}}{\pi \lambda_0} = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \\ iq_{g\max} = \frac{2\varphi_g S_{ef}}{\pi \lambda_0} = g = 4,8 \cdot 10^{-11} \text{ Дк} \end{cases} \quad (114)$$

Как видно из (114) теория дает полное совпадение для мнимых зарядов фотона при аннигиляции электрона, когда мнимые заряды по величине полностью соответствуют действительному электрическому заряду $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл электрона и его мнимому магнитному заряду $g=4,8 \cdot 10^{-11}$ Дк [1]. Пор сути дела, выражение (114) также является проверочным, подтверждая, что параметры фотона напрямую связаны с параметрами излучающего электрона.

Когда записывались уравнения (97), (98), (99), то отмечалось, что данные уравнения отличны от классических, поскольку касаются фотона как релятивистской частицы, когда электрический и магнитный роторы имеют потокосцепление в связующих зонах а и b. Если на рис. 2 в области микромира элементарных частиц (размеры 10^{-15} м), роторы еще связаны точками а и b, то при переходе в область ультрамикромира квантонов (размеры 10^{-25} м) точки а и b, увеличиваясь, преобразуются в зоны а и b, включающие большое количество квантонов. Естественно, что выражения (108) и (109) определяют радиальные компоненты поля, как компоненты действующие (эфффективные) в любой области ротора фотона, кроме зон а и b. По этой причине применение мнимых зарядов для оценки радиальных полей роторов фотона не касается зон а и b, в которых происходит нарушение радиального поля.

В общем случае, для фотона с длиной волны λ мнимые заряды iq_e и iq_g можно записать через элементарный электрический e и магнитный g заряды с учетом (114)

$$\begin{cases} iq_e = e \frac{\lambda_0}{\lambda} \\ iq_g = g \frac{\lambda_0}{\lambda} \end{cases} \quad (115)$$

Как видно из (115), мнимые заряды iq_e и iq_g низкоэнергетического фотона, излучаемого орбитальным электроном, задаются элементарным электрическим e и мнимым магнитным g зарядами электрона, а также отношением комптоновской длины λ_0 волны электрона к длине волны λ излучаемого им фотона. Мнимые заряды iq_e и iq_g низкоэнергетического фотона по величине всегда меньше элементарных зарядов e и g . Это тот случай, когда мнимые заряды iq_e и iq_g фотона могут принимать любые дробные значения от целых элементарных зарядов e и g .

Важность выражений (111)...(115) очевидна, когда необходимо оценить силовое воздействие на фотон со стороны внешнего электрического, магнитного и электромагнитного и полей. В этом случае сложное взаимодействие роторных и радиальных полей фотона с внешними полями, которое может быть рассчитано с помощью сложнейших интегральных уравнений, или численного суммирования при машинной обработке, заменяется более простым взаимодействием с мнимыми зарядами фотона в соответствии с принципом суперпозиции полей. Естественно, что такая методика значительно упрощает расчетный аппарат, и дает наглядное представление о физических процессах.

Особое значение введение мнимых зарядов фотона имеет место при оценке взаимодействия фотонов с веществом в процессах отражения, преломления, проникновения и их рассеяния, несмотря на то, что эти процессы довольно хорошо изучены. А вот замедление фотонов в оптических средах и их увлечение движущимися средами довольно просто объясняется взаимодействием полей фотона с полями структуры оптических сред. В этом случае замена полей фотона мнимыми зарядами объясняет волновые траектории фотона в оптических средах, когда путь в веществе по волновой траектории со скоростью C_0

между ядрами атомов структуры вещества воспринимается как путь по прямой с меньшей фазовой скоростью C_p [2].

Движение фотона в оптических средах по волновой траектории определяется гармоническим (косинусным или синусным) характером изменения зарядов во времени. Действительно, исходными в оценке зарядов (111) являются действующие параметры роторов **E** и **H**, которые при переходе к амплитудным значениям изменяются по закону косинуса (82) во времени. Соответственно, при переходе к мгновенным параметрам мнимых зарядов (115) необходимо перейти к их амплитудам, умножив на $\sqrt{2}$ и добавив временную функцию косинуса

$$\begin{cases} iq_e = e \frac{\lambda_o \sqrt{2}}{\lambda} \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \\ iq_g = g \frac{\lambda_o \sqrt{2}}{\lambda} \cos\left(-\frac{2\pi}{T} t\right) \end{cases} \quad (116)$$

С другой стороны, мнимые заряды iq_e и iq_g имеют неклассическое распределение при удалении от центра фотона, которое также описывается косинусным распределением (86) от расстояния r (рис. 7). Для описания распределения заряда фотона от расстояния начало координат из точки (а) на рис. 7 удобно перенести в центр 0, то есть сместить начало координат на $\frac{1}{4}\lambda$. В этом случае косинусная функция переходит в синусную, определяя распределение заряда при удалении от центра фотона

$$\begin{cases} iq_e = iq_e \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} r\right) \\ iq_g = iq_g \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} r\right) \end{cases}, \quad r \leq \frac{\lambda}{2} \quad (117)$$

Учитывая, что начало координат перенесено на четверть длины волны $\frac{1}{4}\lambda$, а соответственно, на $\frac{1}{4}T$, то распределение мнимого заряда во времени (115), также удобно представить синусной функцией. С учетом сказанного, объединив (116) и (117), запишем обобщенную функцию распределения мнимых зарядов iq_e и iq_g фотона во времени и пространстве, привязанную к центру фотона

$$\begin{cases} iq_e = e \frac{\lambda_o \sqrt{2}}{\lambda} \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} r\right) \\ iq_g = -g \frac{\lambda_o \sqrt{2}}{\lambda} \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} r\right) \end{cases}, \quad r \leq \frac{\lambda}{2} \quad (118)$$

По-видимому, в квантовой электродинамике распределение центрального заряда по времени и пространству описывается такой сложной функцией (118) впервые, когда действие зарядов локализовано в области $r \leq \lambda/2$. Очевидно, что мнимые заряды фотона не являются точечными и имеют конечные размеры, ограниченные классическим радиусом r_e электрона.

Гармоническое изменение мнимых зарядов фотона во времени с частотой электромагнитного поля объясняет невозможность отклонения траектории фотона в статических электрических и магнитных полях, хотя в действительности в статическом поле эта траектория будет описываться гармонической функцией с очень малой амплитудой отклонения. Но это уже вопросы управления траекторией фотона, которые выходят за рамки данного исследования, также как и исследования по организации и синхронизации волновых пакетов из большого количества фотонов, определяющих когерентное излучение.

На рис. 10 представлена двухроторная полноволновая структура низкоэнергетического фотона излучаемого орбитальным электроном, когда диаметр фотона равен длине волны его электромагнитного поля. Естественно, что представленная структура фотона объединила в себе результаты проведенных выше исследований и отвечает условиям пропорциональности энергии фотона частоте электромагнитного поля.

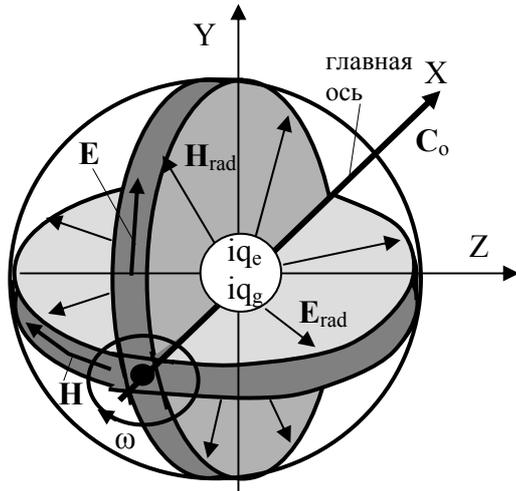


Рис. 10. Двухроторная структура низкоэнергетического фотона излучаемого орбитальным электроном.

Низкоэнергетический фотон, излучаемый электроном, имеет двухроторную структуру, состоящую из электрического и магнитного роторов. Низкоэнергетические роторы в радиальном сечении имеют форму эллипса, которая ввиду очень малой толщины h_λ (56) ротора по сравнению с длиной волны вытянута в узкую полоску. Электрические и магнитные роторы фотона лежат в ортогональных плоскостях поляризации и имеют общую линию пересечения в направлении вектора скорости C_0 по оси X. Назовем эту ось фотона главной осью. Кроме того, плоскости поляризации фотона имеют возможность вращения вокруг главной оси X с циклической частотой ω , определяя фотон как сферическую частицу с диаметром равным длине волны.

В электрическом роторе вектор тангенциальной напряженности \mathbf{E} электрического поля циркулирует по окружности, изменяясь во времени и пространстве по закону косинуса функциями (87) и (86). Кроме того, тангенциальный вектор напряженности \mathbf{E} электрического поля индуцирует радиальный вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H}_{rad} (109), являющийся функцией вектора \mathbf{E} . Учет радиального магнитного поля \mathbf{H}_{rad} также может проводиться введением мнимого магнитного заряда iq_g (118), который располагается в центре фотона, но его действие распространяется только на электрический ротор. Естественно, что энергия электрического ротора должна поделить поровну между его электрической и магнитной компонентой. Но в целом это не изменяет энергетического баланса (78) фотона, поскольку и в магнитном роторе энергия делится поровну между магнитной и электрической компонентами.

В магнитном роторе вектор тангенциальной напряженности \mathbf{H} магнитного поля циркулирует по окружности, изменяясь во времени и пространстве по закону косинуса функциями (87) и (86). Кроме того, тангенциальный вектор напряженности \mathbf{H} магнитного поля индуцирует радиальный вектор напряженности электрического поля \mathbf{E}_{rad} (108), являющийся функцией вектора \mathbf{H} . Учет радиального электрического поля \mathbf{E}_{rad} также может проводиться введением мнимого электрического заряда iq_e (118), который располагается в центре фотона, но его действие распространяется только на магнитный ротор.

При движении в квантованной среде фотон со структурой представленной на рис. 10 оставляет электромагнитный след, который не отличается от классической электромагнитной волны с поперечными колебаниями векторов напряженности электрического и магнитного полей (рис. 8).

Таким образом, проведенные исследования позволили установить структуру низкоэнергетического фотона (рис. 10) и получить его расчетные параметры, удовлетворяющие условию пропорциональности энергии фотона частоте его электромагнитного поля. Этим снимаются для фотона все противоречия обусловленные корпускулярно-волновым дуализмом, раскрывая структуру фотона как корпускулу в виде

сгустка локализованной энергии, движение которой обусловлено волновым переносом энергии электромагнитной поляризации квантованной среды со скоростью света C_0 .

6. Причины замедления света в оптической среде

Известно, что во всех оптических вещественных средах наблюдается замедление скорости света по сравнению с вакуумом, то есть с квантованной средой. В современном представлении по данному вопросу столько путаницы и алогизма, что одно утверждение об отсутствии у пространства светонесущих свойств не соответствует экспериментальным наблюдениям, когда буквально каждое мгновение мы наблюдаем распространение света в пространстве.

При этом никто не доказал, что для распространения электромагнитной волны не нужна светонесущая среда, поскольку для этого необходимо исключить из опытов само пространство-время, то есть избавиться от квантованной среды. Этого требует методология эксперимента, когда исключение одного из факторов не оказывает или оказывает влияние на результат. В данном случае спорным фактором выступает светонесущая среда, то есть вакуумное пространство. В этом случае только исключение светонесущей среды из опыта, как спорного фактора, может доказать, что для распространения света не требуется светонесущая среда. Но это нереально. Получается, что теоретики не владеют методологией эксперимента, а экспериментаторы не обладают прозорливостью ума теоретиков.

В работе [2] было показано, что кажущееся замедление света в оптической среде обусловлено волновой траекторией движения фотона со скоростью света C_0 внутри оптической среды. При этом скорость света C_0 определена параметрами квантованной среды как среды светонесущей, и скорость света C_0 ни в коей мере не связана с самой оптической средой, которая является неразрывной частью квантованного пространства-времени. Оптическая среда вносит возмущение в прямолинейное движение фотона, вызывая поперечные колебательные отклонения фотона от прямолинейного движения. Эти поперечные отклонения учитываются показателем преломления оптической среды n_0

$$n_0 = \frac{C_0}{C_{p0}} > 1 \quad (119)$$

где C_{p0} – фазовая скорость фотона в оптической среде, м/с.

Фазовая скорость C_{p0} устанавливает кажущуюся скорость фотона в оптической среде по прямой линии ℓ_x в направлении, например, оси X за время t_0

$$C_{p0} = \frac{\ell_x}{t_0} = \frac{C_0}{n_0} \quad (120)$$

На самом деле, в результате движения фотона в оптической среде по возмущенной волновой траектории за время t_0 фотон проходит расстояние ℓ_0 в квантованной среде со скоростью C_0

$$C_0 = \frac{\ell_0}{t_0} \quad (121)$$

Решая совместно (121) и (120) находим истинную длину ℓ_0 пути фотона в оптической среде

$$\ell_0 = n_0 \ell_x \quad (122)$$

Например, при длине 1 м трубы с водой с показателем преломления $n_0=1,33$ длина пути фотона ℓ_0 (122) в квантованной среде внутри воды составит 1,33 м.

Выражение (122) устанавливает линейную зависимость траектории фотона, которая в первом приближении должна представлять собой ломаную периодическую линию, определяя волновую траекторию фотона в оптической среде. Но это не означает, что волновая траектория фотона на самом деле должна быть представлена ломаной линией. Уже

сейчас можно предположить, что поперечные отклонения фотона от прямолинейной траектории, крайне незначительны. По этой причине геометрическая оптика не могла фиксировать поперечные отклонения фотона внутри оптической среды, регистрируя только внешний показатель преломления n_0 (119).

Чтобы далее продолжить исследования движения фотона в оптических средах, необходимо проверить еще одну версию возможного замедления света, связанную с гравитационным замедлением вблизи атомного ядра в соответствии с (2). В теории УКС скорость света C является величиной переменной, и в общем случае зависит от величины гравитационного потенциала C^2 квантованной среды. В условиях нерелятивистских скоростей движения оптической среды при $\gamma_n=1$ из (2) получаем замедления скорости света C по сравнению с C_0 вблизи массы m_0 атомного ядра решетки оптической среды на расстоянии r

$$C = C_0 \sqrt{1 - \frac{\varphi_n}{C_0^2}} = C_0 \sqrt{1 - \frac{Gm_0}{C_0^2 \cdot r}} \quad (123)$$

Из (123) видно, что в отсутствии гравитационного возмущения, когда ньютоновский потенциал равен нулю, то есть $\varphi_n=0$, скорость света равна скорости в невозмущенной квантованной среде, то есть $C=C_0$. При наличии гравитационного возмущения квантованной среды, скорость света в соответствии с (123) замедляется. Введем коэффициент n_G гравитационного замедления скорости света в возмущенной гравитацией квантованной среде, преобразуя (123)

$$n_G = \frac{C_0}{C} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\varphi_n}{C_0^2}}} \quad (124)$$

Из (124) выделим ньютоновский φ_n возмущающий потенциал как функцию коэффициента n_G гравитационного замедления скорости света

$$\varphi_n = C_0^2 - C^2 = C_0^2 \left(1 - \frac{C^2}{C_0^2}\right) = C_0^2 \left(1 - \frac{1}{n_G^2}\right) \quad (125)$$

Выражения (123), (124), (125) устанавливают закономерность замедления света в окрестностях гравитационной массы с ньютоновским возмущающим потенциалом φ_n . Это позволяет выяснить уменьшение скорости света из-за гравитационного возмущения квантованной среды внутри среды оптической вблизи атомных ядер молекулярной сетки (решетки).

Рассмотрим пример, когда в качестве оптической среды использовалась вода (опыт Физо). Существует представление о жидкой воде как некоей случайно ориентированной тетраэдрической молекулярной сетки, в узлах которой расположены атомы кислорода O , связанные между собой двумя атомами водорода H_2 . Межатомное расстояние $O-H$ составляет $\sim 0,1 \text{ нм} = 10^{-10} \text{ м}$. Далее определяем гравитационный возмущающий потенциал φ_n посередине $r \sim 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ между атомами $O-H$ через массы ядер кислорода $m_0 \sim 2,7 \cdot 10^{-26} \text{ кг}$ и водорода $m_H \sim 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$

$$\varphi_n = G \frac{(m_0 + m_H)}{r} \approx 0,4 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2 / \text{с}^2 \quad (126)$$

Если возмущающий гравитационный потенциал φ_n (126) подставить в (123) и (124), то нетрудно убедиться, что он не может оказывать какого либо значительного действия на замедление света в воде ввиду своей очень малой величины. Даже если в расчетах принять гравитационный потенциал на поверхности атомного ядра, то он все равно остается несравнимо малым чтобы произвести ощутимое замедление света.

Можно определить величину требуемого гравитационного потенциала, который оказывал бы на квантованную среду действие эквивалентное замедлению света водой. В

этом случае коэффициент n_o (119) преломления, как коэффициент замедления света водой, должен быть приравнен к коэффициенту n_G (124) замедления света гравитационным полем

$$n_o = n_G, \quad \frac{C_o}{C_{po}} = \frac{C_o}{C} \quad (127)$$

Выражение (127) определяет условие эквивалентности скоростей света в оптической среде возмущенной сильным гравитационным полем

$$C_{po} = C \quad (128)$$

Для определения гравитационного потенциала оказывающего замедляющее действие на свет эквивалентное замедлению света водой, подставляем в (125) вместо n_G коэффициент $n_o=1,33$ замедления света водой

$$\Phi_n = C_o^2 \left(1 - \frac{1}{n_o^2} \right) = 0,43 \cdot C_o^2 = 3,9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2 / \text{с}^2 \quad (129)$$

Величина необходимого гравитационного потенциала (129) сопоставима с гравитационным ньютоновским потенциалом C_o^2 на поверхности черной дыры [2]. Чтобы гравитационное поле оказывало эквивалентное воде замедление света, как показали расчеты, гравитационный ньютоновский потенциал (129) должен быть близок к гравитационному потенциалу $9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}^2$ (или Дж/кг) черной дыры. Для оптических сред это условие невыполнимо. Таким образом, результаты расчетов полностью исключают предположение о причинах гравитационного замедления света в оптических средах.

Можно рассматривать свет как электромагнитную волну в оптической среде с параметрами для воды $\epsilon=81$. В этом случае скорость света в воде должна соответствовать показателю преломления $\sqrt{\epsilon}=9$. Это значение далеко от действительного показателя преломления $n_o=1,33$ света водой. Даже если принять гипотезу Лоренца о возможном переизлучении фотона оптической средой, которое требует времени и является фактором замедления скорости в оптической среде. Все равно расхождение с экспериментом остается достаточно большим, чтобы быть причиной замедления света.

Таким образом, краткий анализ возможных причин замедления света в оптических средах показывает, что единственно возможной причиной является периодическое преломление света внутри решетки оптической среды, которое вызывает поперечные отклонения траектории фотона от прямой линии, обеспечивая его движение по волновой траектории.

7. Вероятностный захват фотоном атомных центров решетки оптической среды

Итак, единственной рабочей концепцией остается концепция о движении света в оптической среде по волнистой траектории, которая, в конечном итоге, определяет коэффициент n_o (119) преломления (замедления) света. Для этого есть все основания, которые вытекают из структуры фотона, а точнее его конфигурации электромагнитного поля, радиальные компоненты которого по эквивалентному действию могут быть представлены мнимыми зарядами iq_e и iq_g (115).

Мнимые заряды iq_e и iq_g (115) фотона по своей природе являются зарядами переменными во времени (116), поскольку формируются переменным полем фотона. Любую оптическую среду (твердую, жидкую, газообразную) в общем случае можно представить в виде молекулярной сетки (решетки), независимо от конфигурации ячеек, в узлах ячеек которой расположены атомные ядра, имеющие электрический заряд положительной полярности. Тогда взаимодействие переменного мнимого заряда фотона с электрическим зарядом положительной полярности атомного ядра создает переменные силы,

способствующие поперечным колебаниям траектории фотона. Учитывая, что радиальное электрическое поле фотона и ее мнимый заряд лежат в плоскости поляризации, то в этой же плоскости будут совершаться поперечные колебания фотона относительно прямой линии, определяя волновую траекторию его движения в оптической среде. При этом необходимо еще учитывать вращение плоскости поляризации фотона.

Оценить аналитически такое сложное, как по конфигурации в пространстве, так и по изменению во времени, взаимодействие полей движущегося фотона на скорости света внутри молекулярной сетки оптической среды, напрямую, пока не представляется возможным. А вот замена полей фотона эквивалентными по действию мнимыми зарядами позволяет значительно упростить не только сами расчеты, но и физическое понимание процессов взаимодействия фотона с молекулярной сеткой из атомных ядер в узлах.

Как отмечалось, межатомное расстояние О-Н для тетраэдрической молекулярной сетки воды составляет $\sim 0,1 \text{ нм} = 10^{-10} \text{ м}$. Диаметр оптического фотона, например, гелий-неонового лазера равен его длине волны $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ (красный цвет). Получается, что оптический фотон красного цвета на 4 порядка больше ячейки молекулярной сетки воды. Но при этом, можно принять, что расчетные размеры мнимых зарядов фотона не превышают классического радиуса $r_e = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ электрона. То есть, расчетный диаметр мнимого заряда фотона на 5 порядков меньше ячейки молекулярной сетки воды.

Если подходить с классических позиций к движению фотона в оптической среде, то фотон при своем движении в воде должен захватывать своим объемом большое количество атомов, составляющих структуру воды. Оценим количество N_a атомов, оказавшихся внутри объема V_v фотона с радиусом равным длине волны, например, красного цвета с $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, вычислив объем V_a атома, занимаемый в ячейке молекулярной сетки воды среды через средний атомный радиус $r_a = 0,1 \text{ нм}$

$$N_a \approx \frac{V_v}{V_a} = \frac{\frac{1}{6} \pi \lambda^3}{r_a^3} = 1,3 \cdot 10^{11} \frac{\text{атомов}}{\text{фотон}} \quad (130)$$

Учитывая, что электрический заряд ядра атома компенсирован зарядами орбитальных электронов, то, казалось бы, молекулярная сетка (решетка) оптической среды не должна оказывать какого-либо ощутимого воздействия на мнимый заряд фотона и его траекторию. Действительно, такое большое количество атомов на фотон порядка 10^{11} (130) создает внутри фотона однородную концентрацию атомов по объему фотона, электрическое поле ядер которых полностью компенсировано орбитальными электронами, и не должно оказывать воздействия на мнимый электрический заряд фотона.

Но приведенные выше рассуждения были бы справедливы, если бы мнимый электрический заряд фотона обладал сферической симметрией, то есть его электрическое поле действовало бы в объеме сферы, как, например, электрический заряд электрона, обладающий сферической симметрией. Действие же мнимого электрического заряда оптического фотона лежит в объеме V_r очень узкой области ротора фотона, определяя одну из плоскостей поляризации. Причем объем V_r ротора оптического фотона, как это было показано ранее, несравненно меньше всего объема V_v фотона, то есть $V_r \ll V_v$. Поэтому взаимодействие фотона с молекулярной сеткой (решеткой) оптической среды необходимо оценивать не из расчета всего сферического объема V_v фотона, а только объема V_r его ротора.

Чтобы решить задачу взаимодействия фотона с молекулярной сеткой (решеткой) оптической среды, необходимо перейти к вероятностным методам расчета. Очевидно, что из всего многообразия атомных ядер фотон должен на длине волны взаимодействовать только с одним атомным ядром, синхронизируя действие поперечных сил и колебаний с периодом электромагнитного поля на длине волны. Только в этом случае взаимодействие мнимого электрического iq_e заряда фотона с зарядом q_n атомного ядра в периодической последовательности обеспечивает волновую траекторию фотона в оптической среде. Для

этого вероятность p_{n1} захвата фотоном всего 1 атомного ядра должна быть равна 1 на длине волны λ

$$p_{n1} = 1 \frac{\text{ядер}}{\lambda} \quad (131)$$

Условие (131) определяет неклассический вероятностный подход к квантовым явлениям в оптической среде, когда волновые процессы при движении фотона касаются не только его электромагнитного поля, но и траектории движения по волновой линии. То есть, траектория фотона сама представляет собой волну. И эту волну необходимо характеризовать как волну геометрического типа, описывающую движение фотона в оптической среде. Поэтому условие (131) назовем волновым условием для фотона в оптической среде.

Теперь необходимо проверить насколько параметры фотона при движении в оптической среде удовлетворяют волновому условию (131). Учитывая, что атомные ядра, как и сами атомы, в количестве N_a (130) внутри фотона равномерно распределены по его объему V_v , можно оценить количество n_n атомных ядер молекулярной сетки (решетки), которое приходится на объем ротора V_r фотона

$$n_n = \rho_n V_r = N_a \frac{V_r}{V_v} \quad (132)$$

Как видно из (132), распределение атомных ядер внутри фотона пропорционально объему его составных частей. Объем V_r ротора оптического фотона определяем исходя из диаметра фотона равным его длине волны λ и толщины $h_\lambda = 2S_{ef} / \lambda$ (56) ротора фотона (рис. 10)

$$V_r = \frac{1}{4} \pi \lambda^2 h_\lambda = \frac{1}{2} \pi \lambda S_{ef} \quad (133)$$

Объем ротора (133) получен для полноволновой модели фотона. Подставляя (132) в (131) с учетом (130) определяем количество n_n (132) атомных ядер внутри ротора конкретно для фотона красного цвета с $\lambda=630$ нм и толщиной ротора $h_\lambda = 3,4 \cdot 10^{-20}$ м (56)

$$n_n = N_a \frac{V_r}{V_v} = N_a \frac{\frac{1}{4} \pi \lambda^2 h_\lambda}{\frac{1}{6} \pi \lambda^3} = \frac{3}{2} N_a \frac{h_\lambda}{\lambda} = 0,01 \frac{\text{ядер}}{\text{фотон}} \quad (134)$$

Сравнивая огромное количество атомов $N_a \approx 1,3 \cdot 10^{11}$ (130) входящих в объем фотона и неполное количество атомных ядер $n_n = 0,01$ (134) входящих в ротор фотона, сталкиваемся с парадоксальной ситуацией, когда структура фотона, обладая уникальными свойствами роторов, не в состоянии включить в состав ротора даже 1 атомное ядро. С другой стороны, такой нецелый показатель как $n_n = 0,01$ (134), который значительно меньше 1, естественно не может определять количество ядер в роторе фотона и его необходимо расценивать как вероятность p_n вхождения атомного ядра молекулярной сетки воды в ротор фотона на длине волны λ

$$p_n = n_n = N_a \frac{V_r}{V_v} = 0,01 \frac{\text{ядер}}{\lambda} \quad (135)$$

Из выражения (135) можно оценить длину x_0 свободного пробега фотона внутри оптической среды до столкновения ротора фотона с атомным ядром молекулярной сетки

$$x_0 = \frac{\lambda}{p_n} = 100\lambda \quad (136)$$

Длина свободного пробега фотона красного цвета в воде составляет порядка 100 λ . Получается, что фотон при взаимодействии с оптической средой не удовлетворяет волновому условию $p_{n1}=1$ (131), чтобы без дополнительных условий фотон мог захватить 1 атомное ядро на 1λ длине волны свободного пробега в оптической среде.

Таким дополнительным условием является вращение фотона в оптической среде, а точнее вращение его плоскостей поляризации, то есть роторов вокруг главной оси X (рис. 10). Можно оценить циклическую частоту ω вращения (угловую скорость) фотона и угол α_ω , на который необходимо повернуть плоскости поляризации фотона, чтобы фотон на 1 длине волны захватил своим полем 1 ядро атома молекулярной сетки (решетки) оптической среды. Для этого в (135) показатель вероятности $p_n = 0,01$ должен быть увеличен до вероятности $p_{n1}=1$ (131) волнового условия, определяя необходимую величину объема V_ω фотона, чтобы при повороте вокруг оси X на угол α_ω ротор фотона мог захватить 1 ядро

$$p_{n1} = N_a \frac{V_\omega}{V_v} = 1 \frac{\text{ядер}}{\lambda} \quad (137)$$

Из (137) находим объем V_ω , который описывает ротор фотона при вращении фотона вокруг главной оси X для $p_{n1}=1$ с учетом (130)

$$V_\omega = \frac{V_v}{N_a} = V_a = r_a^3 \quad (138)$$

Объем V_ω (138) образуется в результате поворота плоскости ротора фотона на угол α_ω

$$V_\omega = \frac{\pi \lambda^3}{6} \frac{\alpha_\omega}{2\pi} = r_a^3 \quad (139)$$

Из (139) находим угол α_ω , поворота фотона вокруг главной оси X в течение периода T, чтобы обеспечить захват 1 ядра фотоном, и определяем конкретную величину угла α_ω для $r_a=0,1$ нм и фотона красного цвета с $\lambda=630$ нм

$$\alpha_\omega = \frac{12r_a^3}{\lambda^3 k_3} = 0,48 \cdot 10^{-10} \text{ рад} \quad (140)$$

Поворот плоскостей поляризации фотона на угол α_ω , чтобы фотон смог захватить 1 атомное ядро сетки оптической среды, должен происходить в течение периода T на длине волны в λ . Это позволяет определить угловую скорость ω вращения фотона вокруг главной оси X, например, для $\lambda=630$ нм

$$\omega = \frac{\alpha_\omega}{T} = \frac{\alpha_\omega}{\lambda} C_o = 2,3 \cdot 10^4 \frac{\text{рад}}{\text{с}} = 3,66 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1} \quad (141)$$

Чтобы фотон красного цвета с $\lambda=630$ нм мог захватить только одно атомное ядро в водной оптической среде, фотон должен вращаться с частотой 3660 об/с (141).

Таким образом, проделанные выше расчеты показывают, что уникальная структура фотона позволяет синхронно производить захват одного атомного ядра при вращении фотона вокруг главной оси в направлении движения на длине волны 1λ . Это удовлетворяет волновому условию (271), которое определяет движение фотона по волновой траектории внутри оптической среды.

Чтобы фотон захватил своим полем атомное ядро на длине волны 1λ , фотон должен вращаться в оптической среде угловой скоростью ω (141). Причины вращения плоскостей поляризации фотона пока не рассматривались. Но когда речь идет о захвате атомного ядра фотоном, то необходимо это событие рассматривать как обоюдное, когда атомное ядро также участвует в захвате фотона. Это выражается в том, что взаимодействие ядра и фотона определяется не только силой притяжения и отталкивания электрических зарядов ядра и мнимого электрического заряда фотона, но и взаимодействием электрического дипольного момента ротора фотона, обусловленного поляризацией квантованной среды внутри ротора радиальным электрическим полем.

Дипольный электрический момент \mathbf{P}_e ротора фотона можно оценить через поляризацию квантованной среды радиальным электрическим полем \mathbf{E}_{rad}

$$\mathbf{P}_e = \int_V \epsilon_o \mathbf{E}_{\text{rad}} dV = 0 \quad (142)$$

Если интегрировать (142) по всему объему ротора фотона, то ввиду симметричного характера радиального вектора напряженности \mathbf{E}_{rad} направленного во все стороны в плоскости ротора, электрический дипольный момент ротора будет равен нулю. Но он не будет равен нулю, если интеграл (142) брать от половины объема ротора фотона, рассекаемого осью X

$$\mathbf{P}_e = \int_{0,5V} \varepsilon_0 \mathbf{E}_{\text{rad}} dV \neq 0 \quad (143)$$

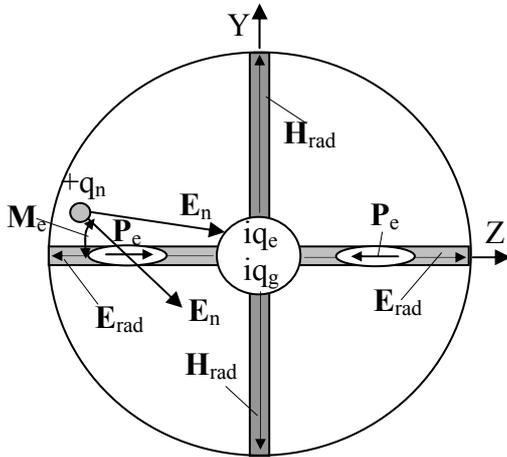


Рис. 11. Воздействие электрического поля \mathbf{E}_n заряда атомного ядра $+q_n$ на мнимый электрический заряд iq_e и дипольный момент \mathbf{P}_e ротора фотона.

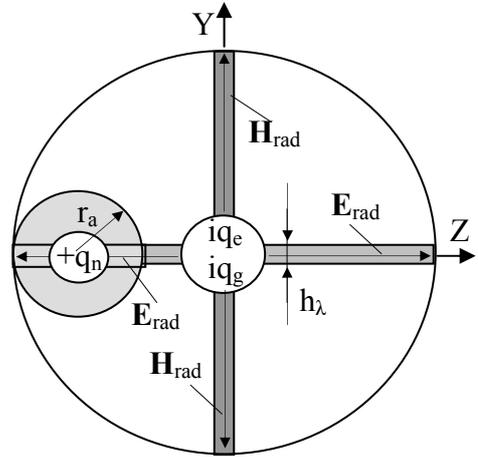


Рис. 12. К расчету вероятности захвата орбитального электрона радиальным \mathbf{E}_{rad} электрическим полем фотона.

На рис. 11 представлено схематично воздействие электрического поля \mathbf{E}_n заряда атомного ядра $+q_n$ на мнимый электрический заряд iq_e и дипольный момент \mathbf{P}_e (143) от половины ротора фотона. Фотон показан в проекции на плоскость, которая нормальна к оси X и направлению движения. Дипольный момент \mathbf{P}_e ротора лежит в плоскости ZOX ротора фотона, справа и слева от оси X. В сумме два дипольных момента компенсируют друг друга (142). Но когда ротор фотона начинает взаимодействовать с электрическим зарядом атомного ядра $+q_n$, то его электрическое поле \mathbf{E}_n , пронизывая ближайшую половину ротора фотона, воздействует на дипольный момент \mathbf{P}_e и создает механический момент \mathbf{M}_e , который докручивает фотон до полного захвата ядра $+q_n$ ротором (рис. 11). В данном случае половина ротора фотона рассматривается как электрический диполь с моментом \mathbf{P}_e , который во внешнем электрическом поле \mathbf{E}_n ядра старается развернуться осью вдоль силовых линий внешнего поля ядра, определяя механический момент \mathbf{M}_e .

Но на мнимый электрический заряд iq_e фотона электрическое поле \mathbf{E}_n ядра, еще не захваченного ротором, действовать не может, поскольку действие заряда iq_e лежит только в плоскости ротора. Вторым фактором, обеспечивающим дополнительное вращение фотона вокруг главной оси, является создание поперечной силы Лоренца при взаимодействии магнитного ротора с зарядом ядра атома решетки. Этот фактор требует дополнительного анализа и в данной работе не рассматривается.

Важно, что захват ротором фотона ближайшего атомного ядра начинается с создания механического момента \mathbf{M}_e , который докручивает фотон до полного захвата ядра $+q_n$ ротором фотона. Затем начинается взаимодействие зарядов $+q_n$ и iq_e , которые в течение первого полупериода переменного поля фотона обеспечивают притяжение зарядов, а затем в течение второго полупериода отталкивание зарядов. Учитывая, что электромагнитная масса атомного ядра намного больше электромагнитной массы фотона, то отклоняться в поперечном направлении может только фотон. Поперечные отклонения фотона носят

знакопеременный характером, определяя в конечном итоге, его волновую траекторию при последовательном захвате фотоном атомных ядер оптической среды.

Вероятностные расчеты показывают, что ротор фотона при кручении на угол α_ω (140) имеет возможность захватить в течение периода только одно атомное ядро молекулярной сетки (решетки) в оптической среде. Далее процесс циклически повторяется, определяя захват следующего атомного ядра. В результате траектория фотона в направлении оси X имеет дополнительные волновые поперечные отклонения.

Можно провести расчеты моментов и сил, действующих на фотон внутри оптической среды со стороны молекулярной сетки и получить само волновое уравнение движения фотона в каждом конкретном случае. Но этот вопрос выходит за рамки данной темы, учитывая большой объем вычислительной работы. К тому же причина самого явления волнового движения фотона обусловленного периодическим захватом фотоном атомного ядра в оптической среде раскрыта в необходимом объеме, чтобы понять существо вопроса и продолжить дальнейшие исследования.

Кстати, процесс кручения фотона вокруг оси X может носить не только вращательный характер, определяя угловую скорость ω (141) вращения, но и может иметь колебательный характер относительно оси X, когда угловые колебания при переходе от ядра к ядру характеризуются изменением знака угла $\pm\alpha_\omega$ (140). В этом случае циклическое угловое вращение плоскости поляризации фотона может не наблюдаться.

В проделанных выше вероятностных расчетах захвата атомного ядра фотоном не учитывалось влияние орбитальных электронов. В отличие от атомных ядер, которые можно рассматривать как статические узлы молекулярной сетки, орбитальные электроны вращаются вокруг атомного ядра по сложным траекториям, формируя электронное облако. Рассмотрим вероятностную модель захвата орбитального электрона фотоном.

На рис. 12 представлена расчетная схема вероятностного захвата орбитального электрона атома радиальным \mathbf{E}_{rad} электрическим полем фотона. Термин захват применен в данном случае иносказательно, поскольку на самом деле никакого захвата не происходит, а только лишь оценивается возможность взаимодействия орбитальных электронов с радиальным электрическим полем фотона. Электронное облако атома представлено шаровым образованием с атомным радиусом r_a и количеством электронов Z_e в объеме V_a атома. В центре атома находится ядро с зарядом $+q_n$, который компенсирован зарядами орбитальных электронов

$$q_n = eZ_e \quad (284)$$

Фотон представлен в проекции ортогональных роторов в направлении движения по оси X. Радиальное электрическое поле напряженностью \mathbf{E}_{rad} пронизывает атом по центру, полностью захватывая его ядро. Действие мнимого электрического заряда iq_e фотона простирается только в плоскости ротора фотона. Представленная ситуация оценивает вероятность захвата ядра атома ротором фотона равным 1. Тогда взаимодействие зарядов ядра с мнимым электрическим зарядом фотона будет полным, определяя силу отклонения фотона в сторону к ядру атома.

А вот взаимодействие мнимого электрического заряда фотона с зарядами орбитальных электронов будет неполными, поскольку ротор фотона пронизывает только очень узкую область ядра, в которой вероятностная плотность ρ_{e1} (или плотность вероятности [12]) электронов оценивается частной производной от вероятности p_{e1} захвата электрона протоном только по той части объема ротора V_e фотона, которая пронизывает атом не затрагивая весь объем ротора фотона

$$\rho_{e1} = \frac{\partial p_{e1}}{\partial V_e} \quad (145)$$

Введение в (145) частной производной по объему сделано преднамеренно, чтобы отличить часть объема ротора фотона пронизывающего электронное облако. Примечательно то, что вероятностная плотность ρ_{e1} (145) электронов в объеме V_e части ротора численно

оказывается равна их концентрации ρ_z в объеме атома V_a , даже когда частицы в объеме распределены неравномерно, определяя их концентрацию как функцию координат (x, y, z)

$$\frac{\partial p_{e1}}{\partial V_e} = \rho_z(x, y, z) \quad (146)$$

Решение уравнения (146) возможно, если известно распределение частиц по объему или распределение вероятностной плотности p_{e1} частиц в объеме. В данном случае, когда неизвестно мгновенное распределение электронов по объему электронного облака можно принять, что в каждом очень узком сферически симметричном относительно центра атома объеме, распределение электронов является равномерным. Учитывая, что угловая скорость вращения фотона незначительна по своей величине (141), а скорость орбитальных электронов может достигать релятивистских скоростей, то влиянием вращения фотона на расчетную вероятность захвата орбитального электрона можно пренебречь. В этом случае, когда ротор фотона пронизывает диаметрально электронное облако, а точнее его слои с равномерной концентрацией электронов, можно принять, что средняя концентрация ρ_z электронов в объеме ротора может быть представлена их усредненной объемной плотностью

$$\rho_z = \frac{Z_e}{V_a} \quad (147)$$

Тогда уравнение (146) с учетом (147) может быть записано в следующем виде

$$\frac{\partial p_{e1}}{\partial V_e} = \frac{Z_e}{V_a} \quad (148)$$

Разделяем переменные в (148). Интегрируем в условиях частой производной, не включая объем V_a , и определяем вероятность p_{e1} захвата орбитального электрона фотоном на длине волны 1λ

$$\int \partial p_{e1} = \frac{Z_e}{V_a} \int \partial V_e \quad (149)$$

$$p_{e1} = Z_e \frac{V_e}{V_a} \leq 1$$

Вероятность p_{e1} (149) захвата одного орбитального электрона фотоном из общего количества Z_e орбитальных электронов накладывает ограничения на объем V_e

$$V_e \leq \frac{V_a}{Z_e} \quad (150)$$

Определим вероятность p_{e1} (149) захвата одного орбитального электрона фотоном, когда в качестве оптической среды использована вода, как отмечалось, с тетраэдрической молекулярной сеткой О-Н. Атом кислорода может оказывать на фотон большее действие, чем атом водорода, поскольку имеет больший электрический заряд ядра. Так, для атома кислорода количество орбитальных электронов составляет $Z_e=8$, а атомный радиус $r_a=0,1$ нм.

Учитывая, что электронное облако обладает сферической симметрией, задача упрощается, и можно принять, что электроны равномерно распределены в каждой очень узкой сферической области электронного облака. Это позволяет неоднородное распределение электронов, именно конкретно для данного случая, представить равномерным распределением по объему атома с атомным радиусом r_a и определить усредненную концентрацию ρ_z (147) электронов в атоме кислорода (для $Z_e=8$ и $r_a=0,1$ нм)

$$\rho_z = \frac{Z_e}{V_a} = \frac{Z_e}{\frac{4}{3}\pi r_a^3} = 1,91 \cdot 10^{10} \frac{\text{электронов}}{\text{м}^3} \quad (151)$$

Применяя выражения (149) можно оценить вероятность p_{e1} того, что в область плоского ротора фотона попадет на длине волны 1λ хотя бы один орбитальный электрон

атома кислорода, например, для фотона красного цвета с $\lambda=630$ нм и толщиной ротора $h_\lambda = 3,4 \cdot 10^{-20}$ м (56)

$$p_{e1} = Z_e \frac{V_e}{V_a} = Z_e \frac{\pi r_a^2 h_\lambda}{\frac{4}{3} \pi r_a^3} = Z_e \frac{3h_\lambda}{4r_a} = Z_e \frac{3S_{ef}}{2r_a \lambda} = 2 \cdot 10^{-9} \quad (152)$$

$$p_{e1} = Z_e \frac{V_e}{V_a} = \rho_z V_e = \rho_z \pi r_a^2 h_\lambda = 2 \cdot 10^{-9} \frac{\text{электронов}}{\lambda}$$

Таким образом, вероятность p_{v1} захвата орбитального электрона на длине волны 1λ радиальным E_{rad} электрическим полем фотона (или мнимым электрическим зарядом) оценивается очень малой величиной порядка 10^{-9} (152) (рис. 12), несмотря на высочайшую концентрацию ρ_a (147) электронов в электронном облаке. Это позволяет пренебречь влиянием орбитальных электронов на траекторию движения фотона в оптической среде, и означает, что при взаимодействии фотона с молекулярной сеткой (решеткой) оптической среды необходимо учитывать только взаимодействие с электрическими зарядами q_n атомных ядер положительной полярности, расположенных в узлах сетки (решетки).

Следует обратить внимание, что функция вероятностной плотности электронов p_{e1} (146) в орбитальном облаке атома напрямую связана с волновой функцией электрона через амплитуду вероятности $|\psi(x, y, z, t)|^2$ [34]

$$\frac{\partial p_{e1}}{\partial V_e} = |\Psi(x, y, z, t)|^2 \quad (153)$$

Тогда интегрирование (153) по всему объему атома V_a определяет условия нормировки для одного орбитального электрона

$$p_{e1} = \frac{1}{Z_e} \int_V |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV = 1 \quad (154)$$

Кстати, при решении вероятностной задачи взаимодействия фотона с орбитальными электронами, применение волновой функции электрона не понадобилось. Сам фотон описывается классическим волновым уравнением (92), которое полностью удовлетворяет уравнениям Максвелла и двухроторной структуре фотона. Именно волновое уравнение фотона определяет характер его переменного во времени электромагнитного поля, в том числе радиальной электрической компоненте, специфика взаимодействия которой с электрическими зарядами атомных ядер в оптической среде создает дополнительное поперечное волновое колебание фотона при его движении в направлении оси X.

Анализируя современное состояние теории фотона в квантовой электродинамике [7], необходимо отметить ограниченность известной феноменологической модели и отсутствие связи со структурой фотона, поскольку была неизвестна двухроторная релятивистская модель фотона. Это затрудняет физическое восприятие феноменологической теории, которая не в состоянии решать приведенных выше задач, как это, довольно просто, делается в теории УКС и ТЕЭП. Полноты квантовой теории необходимо добиваться только при условии влияния на физические процессы сверхсильного электромагнитного взаимодействия (СЭВ), которое в данном случае определяется наличием квантованной среды, то есть среды светоносной.

Проведенные выше вероятностные расчеты позволяют оценить состояние фотона в оптической среде:

1. Фотон обладает уникальными свойствами самонастраивающейся системы при движении в оптической среде. Самонастройка фотона выражается в том, что фотон производит захват только одного атомного ядра молекулярной сетки (решетки) оптической среды на длине волны 1λ , удовлетворяя волновому условию $p_{n1}=1$ (131), которое определяет движение фотона по волнистой траектории.

2. Вероятность $p_{e1} \sim 10^{-9}$ (152) захвата фотоном орбитального электрона атома оптической среды выражается очень малой величиной. Это позволяет пренебречь влиянием орбитальных электронов на траекторию движения фотона в оптической среде. Необходимо принимать во внимание только взаимодействие фотона с атомными ядрами.

Полученные выводы по результатам вероятностных расчетов очень точно устанавливают состояние фотона в оптической среде, позволяя понять причину его волнового движения с продольными колебаниями относительно направления движения по прямой линии. Казалось бы, оптическая среда напичкана атомными ядрами и орбитальными электронами представляя собой густую сетку (решетку) пробиться через которую фотону, не задев орбитального электрона или атомного ядра, практически невозможно.

Но вероятностные расчеты показывают, что в силу специфики электромагнитного поля роторов фотона, а точнее радиального электрического поля, лежащего в очень узкой плоскости ротора, вероятность $p_{e1} \sim 10^{-9}$ (140) захвата фотоном орбитального электрона практически исключает такой захват. Выполнение фотоном волнового условия $p_{n1}=1$ (131) определяет захват фотоном 1 атомного ядра на длине волны 1λ .

Когда приводятся рассуждения о странностях квантовой теории, которая, казалось бы, не подчиняется классическому анализу, необходимо задать вопрос: «А знаем ли мы досконально структуру фотона и элементарных частиц?». До теории УКС и ТЕЭП структура фотона была неизвестна и методически, попытки объяснения неклассического поведения фотона, являются некорректными. Во всем есть своя причина. До нее необходимо только докопаться.

В этом плане фотон ведет вполне предсказуемо благодаря уникальным параметрам двухроторной структуры и наличию радиальных полей в роторах. Это позволяет фотону производить селекцию частиц, с которыми ему необходимо взаимодействовать, и с которыми взаимодействовать не надо. Но это не означает, что фотон обладает разумом и избирательно взаимодействует внутри оптической среды только с необходимыми ему частицами, как самонастраивающаяся система. На самом деле за это отвечает специфика двухроторного электромагнитного поля фотона, которая характеризуется избирательными свойствами по отношению к ядрам атомов и орбитальным электронам.

8. Векторная диаграмма комплексной скорости фотона в оптической среде

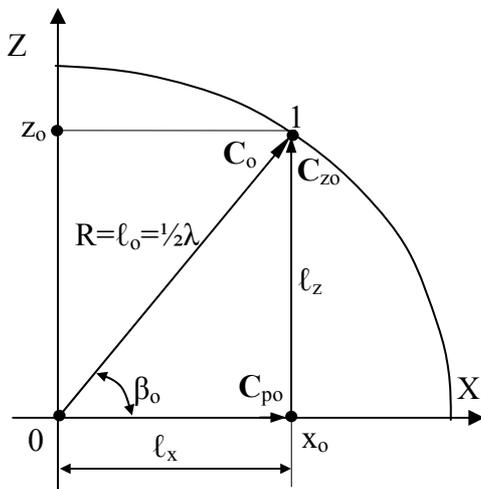


Рис. 13. Векторная диаграмма абсолютной скорости C_0 света и ее фазовой скорости C_p в оптической среде.

С учетом полученных результатов для дальнейшего исследования сложной траектории фотона в оптической среде запишем коэффициент преломления n_o (122) света как отношение длины траектории фотона по прямой линии ℓ_x к длине волновой траектории ℓ_o , которое характеризует замедление света внутри оптической среды

$$n_o = \frac{\ell_o}{\ell_x} = \frac{C_o}{C_{po}} \quad (155)$$

На рис. 13 представлена векторная диаграмма абсолютной скорости C_o света и ее фазовой скорости C_{po} в соответствии с (155) для неподвижной оптической среды. Абсолютная скорость C_o фотона в оптической среде представляет собой векторную сумму фазовой скорости C_{po} , как продольной компоненты по оси X , и поперечной компоненты C_{zo} по оси Z

$$C_o = C_{po} + C_{zo} \quad (156)$$

Модуль абсолютной скорости C_o (156)

$$C_o = \sqrt{C_{po}^2 + C_{zo}^2} \quad (157)$$

Тангенс угла β_o и угол β_o с учетом (157) и (155)

$$\operatorname{tg}\beta_o = \frac{C_{zo}}{C_{po}} = \frac{\sqrt{C_o^2 - C_{po}^2}}{C_{po}} = \sqrt{\frac{C_o^2}{C_{po}^2} - 1} = \sqrt{n_o^2 - 1} \quad (158)$$

$$\beta_o = \operatorname{arctg}\sqrt{n_o^2 - 1} \quad (159)$$

Из (158) находим поперечную скорость C_{zo} фотона

$$C_{zo} = C_{po} \sqrt{n_o^2 - 1} = C_o \frac{\sqrt{n_o^2 - 1}}{n_o} = C_o \sqrt{1 - \frac{1}{n_o^2}} \quad (160)$$

Модуль вектора абсолютной скорости C_o является константой в локальной области пространства, поскольку определяется параметрами квантованной среды как среды светонесущей внутри оптической среды

$$C_o = \operatorname{const} \quad (161)$$

Векторную диаграмму скоростей рис. 13 можно изобразить на комплексной плоскости, представив продольную фазовую скорость C_{po} как действительную компоненту, а скорость C_{zo} как мнимую поперечную комплексной скорости v , модуль которой C_o (157), где i – мнимая единица

$$v = C_o \cos\beta_o + iC_o \sin\beta_o = C_o \exp(i\beta_o) \quad (162)$$

Таким образом, анализ показателя преломления n_o (155) показывает, что фазовая скорость C_{po} , как продольная компонента абсолютной скорости света C_o определяется разностью векторов: абсолютного вектора скорости C_o и поперечного вектора скорости C_{zo}

$$C_{po} = C_o - C_{zo} \quad (163)$$

Именно наличие поперечной компоненты C_{zo} определяет движение фотона в оптической среде по волновой траектории. Но это еще не следует из векторной диаграммы рис. 24, которая скорее определяет линейно-ломаную траекторию фотона в виде треугольной периодической функции. Данная функция связывает линейные параметры абсолютной длины пути ℓ_o фотона в квантованной среде с ее продольной ℓ_x и поперечной ℓ_z компонентами

$$\ell_o^2 = \ell_x^2 + \ell_z^2 \quad (164)$$

$$\ell_o = \sqrt{\ell_x^2 + \ell_z^2} \quad (165)$$

Через компоненты пути ℓ_x и ℓ_z определяем тангенс угла β_o

$$\operatorname{tg}\beta_o = \frac{\ell_z}{\ell_x} = \sqrt{n_o^2 - 1} \quad (166)$$

Из (166) определяем поперечную l_z компоненту пути фотона

$$l_z = l_x \sqrt{n_o^2 - 1} = l_o \sqrt{1 - \frac{1}{n_o^2}} \quad (167)$$

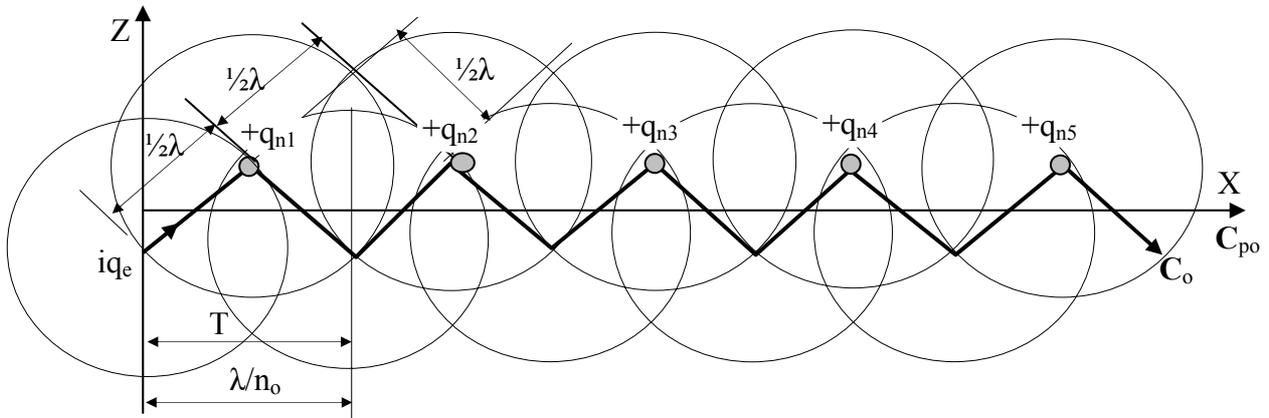


Рис. 14. Идеализированная линейно-ломаная траектория фотона в виде треугольной функции в оптической среде в условиях периодического захвата положительно заряженного атомного ядра молекулярной сетки.

На рис. 14 показана идеализированная линейно-ломаная траектория фотона в оптической среде в виде периодической треугольной функции. Фотон представлен окружностью в проекции с диаметром равным длине волны λ . В центре фотона расположен мнимый переменный электрический заряд iq_e .

Линейно-ломаная траектория фотона обусловлена условиями периодического захвата положительно заряженного атомного ядра с зарядом $+q_n$ молекулярной сетки (решетки) оптической среды. Фотон начинает захват атомного ядра мнимым зарядом iq_e , находясь на расстоянии $\frac{1}{2}\lambda$ от заряда $+q_{n1}$ ядра. Через $\frac{1}{2}\lambda$, когда мнимый заряд iq_e подходит к заряду $+q_{n1}$ ядра, мнимый переменный заряд iq_e меняет полярность и фотон начинает отталкиваться от заряда $+q_{n1}$ ядра. Через следующие $\frac{1}{2}\lambda$ мнимый заряд iq_e в очередной раз меняет полярность и начинает захват следующего атомного ядра 2 с зарядом $+q_{n2}$, повторяя на периоде T линейно-ломаную траекторию.

Далее процесс периодически повторяется, и фотон на каждой длине волны λ последовательно захватывает ядра с зарядами $+q_{n3}$, $+q_{n4}$, $+q_{n5}$ и так далее. При этом в направлении оси X в течение периода T фотон проходит расстояние λ/n_o , меньшее расстоянию λ при движении по линейно-ломаной траектории. Однако движение фотона по линейно-ломаной траектории в оптической среде в виде периодической треугольной функции не отражает реальной траектории фотона, хотя позволяет получить ряд необходимых соотношений между параметрами траектории фотона.

На рис. 15 выделен участок для периода T линейно-ломаной траектории фотона в виде треугольной функции в оптической среде. Анализ данного участка позволяет установить основные параметры треугольной функции, когда линейные параметры пути l_o , l_x , l_z связаны с длиной волны λ и скоростью фотона C_o (C_{po} и C_{zo}) через период T

$$l_o = \frac{1}{2}\lambda = \frac{1}{2}C_o T \quad (168)$$

$$l_x = \frac{l_o}{n_o} = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{n_o} = \frac{1}{2} C_{po} T = \frac{1}{2} \frac{C_o T}{n_o} \quad (169)$$

$$l_z = l_o \sqrt{1 - \frac{1}{n_o^2}} = \frac{\lambda}{2} \sqrt{1 - \frac{1}{n_o^2}} = \frac{C_o T}{2} \sqrt{1 - \frac{1}{n_o^2}} \quad (170)$$

но фотон не обладает массой и является релятивистской волновой частице летящей на скорости света C_0 в квантованной среде. Тогда можно принять, что классические уравнения (172) и (173) справедливы только для модуля скорости C_0 фотона. Учитывая, скорость C_0 фотона является вектором, направление которого может изменяться, обеспечивая постоянство модуля скорости света C_0 (172), уравнению траектории движения фотона в оптической среде можно придать волновой характер.

Чтобы придать фотону характер волнового движения в оптической среде необходимо подобрать периодическую функцию, которая бы удовлетворяла условию периодичности треугольной функции (рис. 14) и условию постоянства модуля скорости света C_0 (172). Поэтому есть смысл представить треугольную периодическую функцию $f(x)$ в виде ряда Фурье, формула разложение которой известна в электродинамике [13]

$$f(x) = -\frac{8}{\pi^2} \ell_a \left[\cos\left(2\pi n_0 \frac{x}{\lambda}\right) - \frac{1}{9} \left(3 \cdot 2\pi n_0 \frac{x}{\lambda}\right) + \frac{1}{25} \left(5 \cdot 2\pi n_0 \frac{x}{\lambda}\right) - \dots \right] \quad (174)$$

Функция $f(x)$ (173) привязана к начальным условиям рис. 14. Поскольку треугольная периодическая функция $f(x)$ (174) симметрична относительно оси X , то она представлена четными гармониками. Естественно, что в данном случае интерес представляет первая гармоника $f_1(x)$, длина волны, а соответственно и частота которой, совпадает с длиной волны λ и частотой ν электромагнитного поля фотона

$$f_1(x) = -\frac{8}{\pi^2} \ell_a \cos\left(2\pi n_0 \frac{x}{\lambda}\right) \quad (175)$$

Подставляем в (175) значение амплитуды ℓ_a (171)

$$f_1(x) = -\frac{2}{\pi^2} \lambda \sqrt{1 - \frac{1}{n_0^2}} \cos\left(2\pi n_0 \frac{x}{\lambda}\right) \quad (176)$$

Функция $f_1(x)$ (176) может описывать волновую траекторию фотона при условии, что путь фотона по дуге волновой траектории равен пути по прямой линии ℓ_0 (рис. 15). В этом случае параметры волновой траектории будут определять эквивалентный показатель преломления n_0 (155) оптической среды, как и в случае движения фотона по треугольной траектории. Для этого определим длину дуги $\ell_{1\lambda}$ косинусной функции $f_1(x)$ (176) известным интегралом в интервале от 0 до $\frac{1}{2}\lambda/n_0$

$$\ell_{1\lambda} = \int_0^{\lambda/2n_0} \sqrt{1 + \left(\frac{df_1(x)}{dx}\right)^2} dx \quad (177)$$

В интеграл (177) входит первая производная $f_1'(x)$ от $f_1(x)$ (176)

$$f_1'(x) = \frac{df_1(x)}{dx} = \frac{4}{\pi} \sqrt{n_0^2 - 1} \cdot \sin\left(2\pi n_0 \frac{x}{\lambda}\right) \quad (178)$$

Если подставить (178) в (177), то данный интеграл все равно не имеет аналитического решения. Поэтому есть смысл провести численное интегрирование, разбив дугу косинусной функции $f_1(x)$ (176) на отрезки, которые можно заменить прямыми линиями и суммирование которых дает приближенное значение искомой длины $\ell_{1\lambda}$ дуги.

Для численного решения интеграла (177) необходимо задать конкретные условия, продолжив анализировать поведение фотона, напиме, красного цвета с $\lambda=630$ нм при его движении в водной среде с показателем $n_0=1,33$. Подставляя указанные параметры в (171), определяем амплитуду ℓ_a треугольной периодической функции

$$\ell_a = \frac{\lambda}{4} \sqrt{1 - \frac{1}{n_0^2}} = 1,04 \cdot 10^{-5} \text{ м} \quad (179)$$

Искомую длину $\ell_{1\lambda}$ (177) первой гармоники необходимо сравнить с длиной ℓ_0 (168) стороны треугольника треугольной функции, если бы фотон двигался по линейно-ломаной траектории в оптической среде

$$\ell_o = \frac{1}{2} \lambda = 3,15 \cdot 10^{-5} \text{ м} \quad (180)$$

Далее определяем амплитуду ℓ_{a1} первой гармоники из (176)

$$\ell_{a1} = \frac{2}{\pi^2} \lambda \sqrt{1 - \frac{1}{n_o^2}} = 0,843 \cdot 10^{-5} \text{ м} \quad (181)$$

Отношение амплитуд ℓ_{a1} (181) и ℓ_a (179) равно $8/\pi^2$

$$\frac{\ell_{a1}}{\ell_a} = \frac{8}{\pi^2} = 0,81 \quad (182)$$

Подставляя численное значение амплитуды ℓ_{a1} (181) в (176) исследуем первую гармонику в интервале $x = \frac{1}{2} \lambda / n_o$ (177)

$$f_1(x) = -\ell_{a1} \cos\left(2\pi n_o \frac{x}{\lambda}\right) = -0,843 \cdot 10^{-5} \cos\left(2\pi n_o \frac{x}{\lambda}\right) \quad (183)$$

$$x = 0 \dots \frac{\lambda}{2n_o} \approx 0 \dots 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ м} \quad (184)$$

Разбиваем интервал по оси X (184) на 20 равных интервалов Δx

$$\Delta x = \frac{\lambda}{40n_o} \approx 0,12 \cdot 10^{-5} \text{ м} \quad (185)$$

В таблице 3 представлены результаты расчетов значений первой гармоники $f_1(x)$ (183) по оси Z с интервалами Δx (185)

Таблица 3

Значения первой гармоники $f_1(x)$ (183)

Интервал	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$x, 10^{-5} \text{ м}$	0	0,12	0,24	0,36	0,48	0,60	0,72	0,84	0,96	1,08
градус	0	9	18	27	36	45	54	63	72	81
$f_1(x), 10^{-5} \text{ м}$	-0,84	-0,83	-0,80	-0,75	-0,68	-0,59	-0,49	-0,38	-0,26	-0,13

Интервал	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
$x, 10^{-5} \text{ м}$	1,2	1,32	1,44	1,56	1,68	1,80	1,92	2,04	2,16	2,28
градус	90	99	108	107	126	135	144	153	162	171
$f_1(x), 10^{-5} \text{ м}$	0	0,13	0,26	0,38	0,49	0,59	0,68	0,75	0,80	0,83

На рис. 16 представлена кривая 1 (a_1-b-c_1) траектории первой гармоники $f_1(x)$ (183) фотона красного цвета с $\lambda=630$ нм при движении в воде с $n_o=1,33$. Кривая 2 определяет возможную траекторию фотона на участке прямой линии ($a-b-c$) для треугольной периодической функции (рис. 14 и 15).

Удобно вычислить половину $\frac{1}{2} \ell_{1\lambda}$ искомую длины дуги $\ell_{1\lambda}$ (177) кривой 1 первой гармоники $f_1(x)$ (183) как сумму отдельных ее 10 участков $\Delta \ell_{1\lambda}$ в равных 10 интервалах Δx (185) для интервалов с 11 по 20 в диапазоне $1,2 \dots 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ (или $90 \dots 180^\circ$)

$$\frac{1}{2} \ell_{1\lambda} = \sum_{11}^{20} \Delta \ell_{1\lambda} = \sum_{11}^{20} \frac{\Delta x}{\cos \beta} \quad (186)$$

Угол β в (186) есть угол наклона к оси X касательной к кривой 1 функции $f_1(x)$ (183). Угол β находим из первой производной производная $f_1'(x)$ (178), которая определяет тангенс угла β в каждой точке интервала на кривой 1

$$\operatorname{tg}\beta = f_1'(x) = \frac{4}{\pi} \sqrt{n_0^2 - 1} \cdot \sin\left(2\pi n_0 \frac{x}{\lambda}\right) = 1,12 \sin\left(2\pi n_0 \frac{x}{\lambda}\right) \quad (187)$$

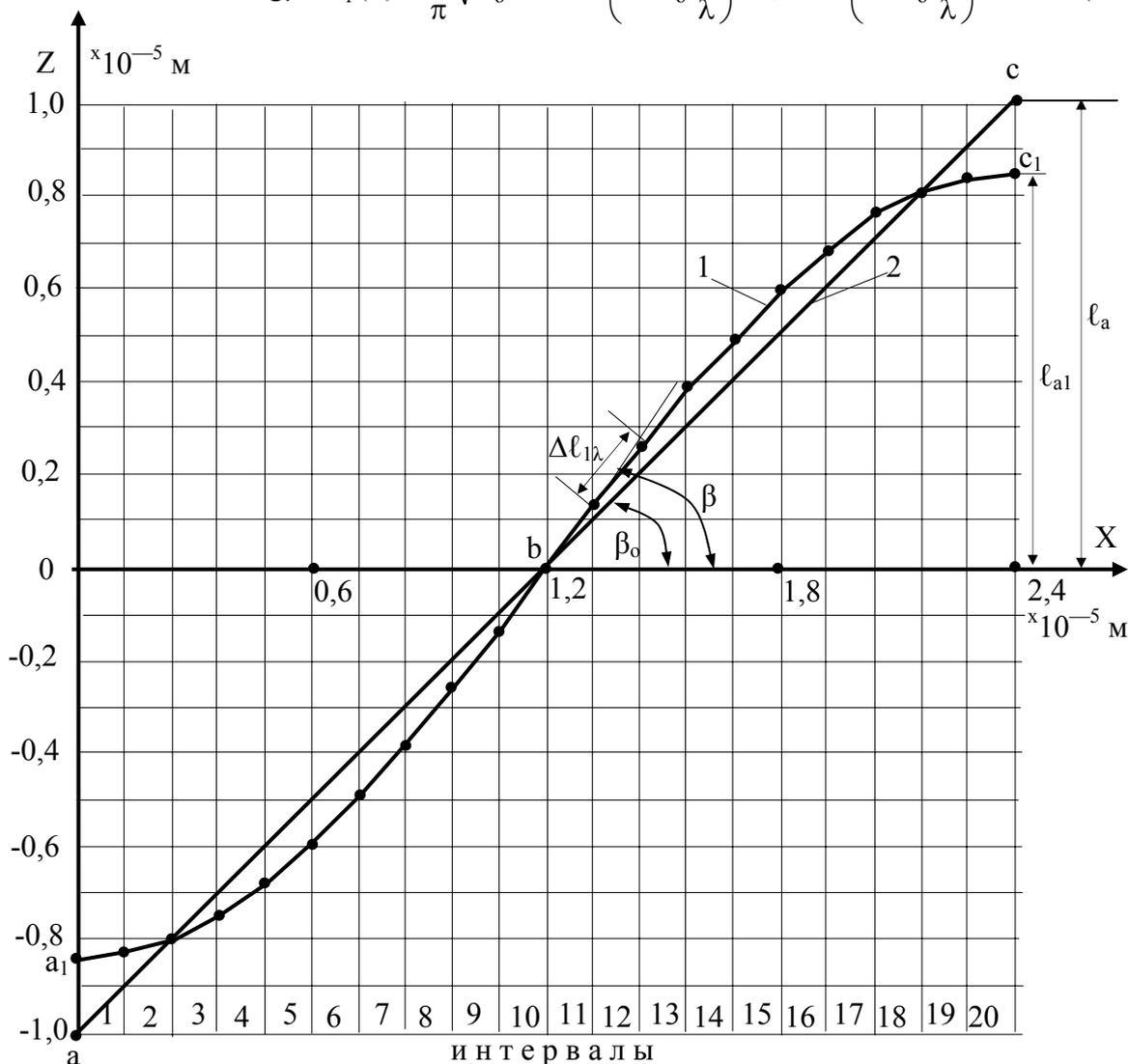


Рис. 16. Кривая 1 траектории первой гармоники фотона красного цвета с $\lambda=630$ нм при движении в воде с $n_0=1,33$.

В таблице 4 представлены результаты расчетов угла β и отдельных участков $\Delta l_{1\lambda}$ кривой 1 функции $f_1(x)$ (183) в соответствии с (186) в диапазоне $1,2 \dots 2,4 \cdot 10^{-5}$ м ($90 \dots 180^\circ$) для интервалов с 11 по 20.

Таблица 3

Результаты расчетов угла β и отдельных участков $\Delta l_{1\lambda}$ кривой 1 функции $f_1(x)$ (183)

Интервал	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
$x, 10^{-5}$ м	1,2	1,32	1,44	1,56	1,68	1,80	1,92	2,04	2,16	2,28
градус	90	99	108	107	126	135	144	153	162	171
$\operatorname{tg}\beta$	1,12	1,106	1,065	0,998	0,906	0,792	0,658	0,508	0,346	0,175
β , градус	48,2	47,9	46,8	44,9	42,2	38,4	33,4	27,0	19,1	9,94
$\Delta l_{1\lambda}, 10^{-5}$ м	0,180	0,179	0,175	0,170	0,162	0,153	0,144	0,135	0,127	0,122

По результатам расчетов определяем сумму $\frac{1}{2}\ell_{1\lambda}$ (186) отдельных участков $\Delta\ell_{1\lambda}$ из нижней строки табл. 4

$$\frac{1}{2}\ell_{1\lambda} = \sum_{11}^{20} \Delta\ell_{1\lambda} = 1,547 \cdot 10^{-5} \text{ м} \quad (188)$$

Из (188) находим искомую длину дуги $\ell_{1\lambda}$ (177)

$$\ell_{1\lambda} = 2 \sum_{11}^{20} \Delta\ell_{1\lambda} \approx 3,09 \cdot 10^{-5} \text{ м} \quad (189)$$

Искомая длина дуги $\ell_{1\lambda} \approx 3,09 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ (189) отличается от прямой линии $\ell_o = 0,5\lambda = 3,15 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ (180) всего 1,9%. Это вполне приемлемый результат, учитывая погрешности методики приближенного численного расчета. Более точные результаты могут быть получены при разбивке исследуемой функции на значительно большее количество интервалов. Чтобы получить полное совпадение $\ell_{1\lambda}$ и ℓ_o можно незначительно подкорректировать амплитуду ℓ_{a1} (181) первой гармоники.

Таким образом, проведенные расчеты показали, что для оптического фотона длину дуги $\ell_{1\lambda}$ (180) первой гармоники косинусной функции его траектории можно вполне обоснованно принять за половину длины электромагнитной волны λ

$$\ell_{1\lambda} = \frac{1}{2}\lambda \quad (190)$$

Столь простое соотношение (190) изменяет в принципе существующие представления на движение света в оптических средах. По сути дела, в оптической среде распространяется две волны, неразрывно связанные между собой:

1. Электромагнитная волна перемещающаяся со скоростью света C_o в квантованной среде, переносчиком которой является светоносная среда.
2. Геометрическая волна, которая распространяется в оптической среде с фазовой скоростью C_{po} меньше скорости света C_o , и которая синхронизирована с электромагнитной волной, определяя волновую траекторию фотона в оптической среде.

Выражение (190) обосновывает косинусную траекторию фотона в виде первой гармоники $f_1(x)$ (176) треугольной периодической функции $f(x)$ (174), есть основание в действительности называть траекторию геометрической волны фотона, как волновую траекторию.

На рис. 17 показана волновая траектория фотона в оптической среде. Необходимо дополнить, что при движении фотона с периодом T происходит поворот его плоскости поляризации на угол α_o (140), который невозможно отобразить в плоской проекции.

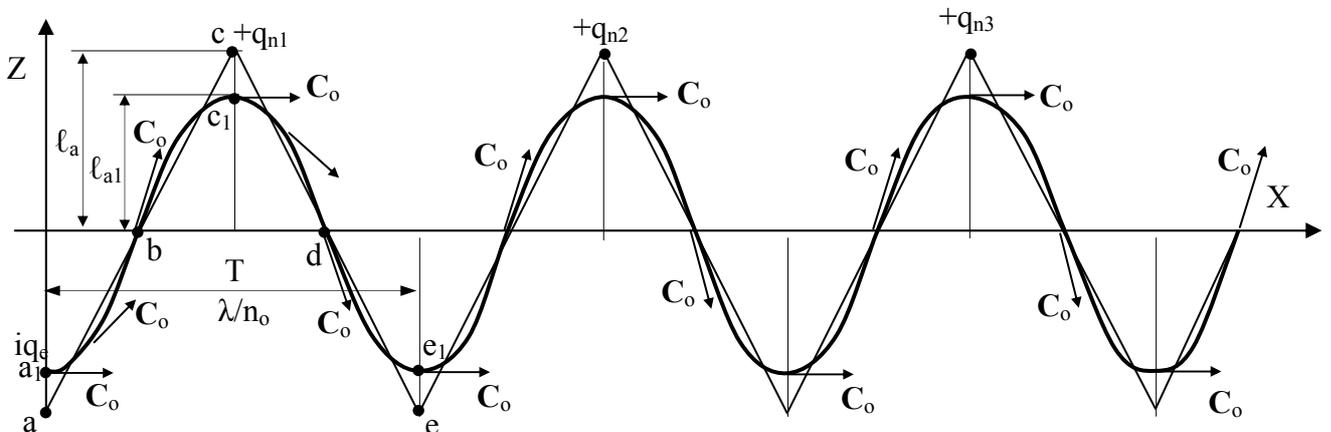


Рис. 17. Волновая траектория фотона в оптической среде.

10. Силы, действующие на фотон в оптической среде

Рассмотрим движение фотона с мнимым зарядом iq_e , начиная с момента когда фотон находится в точке (a_1) волновой траектории и начинает захват атомного ядра с зарядом $+q_{n1}$, который расположен на вершине треугольника в точке (c) (рис. 16 и 17). Определяем максимальное расстояние r_{\max} начала захвата ядра фотоном как расстояние между зарядами iq_e и $+q_{n1}$ по прямой линии (a_1 - c)

$$r_{\max} = \sqrt{(\ell_a + \ell_{a1})^2 + \left(\frac{\lambda}{2n_0}\right)^2} = \sqrt{\ell_a^2 + 2\ell_a \ell_{a1} + \ell_{a1}^2 + \frac{\lambda^2}{4n_0^2}} \quad (191)$$

Подставляем в (191) амплитуды ℓ_a (179) и ℓ_{a1} (181)

$$r_{\max} = \lambda \sqrt{\left(\frac{1}{16} + \frac{1}{\pi^2} + \frac{4}{\pi^4}\right) \left(1 - \frac{1}{n_0^2}\right) + \frac{1}{4n_0^2}} \approx \frac{\lambda}{n_0} \sqrt{0,21n_0^2 + 0,04} \quad (192)$$

$$r_{\max} \approx \frac{\lambda}{n_0} \sqrt{0,21n_0^2 + 0,04} \approx 0,46\lambda < 0,5\lambda$$

Выражение (192) показывает, что захват атомного ядра фотоном начинается на расстоянии r_{\max} (192) меньше половины длины волны, то есть $r_{\max} < 0,5\lambda$. Это очень важный момент, учитывая, что действие мнимого электрического заряда iq_e (118) фотона распространяется на расстояниях менее половины длины волны, то есть $r \leq 0,5\lambda$

$$iq_e = (-e)\sqrt{2} \frac{\lambda_e}{\lambda} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}r\right), \quad r \leq 0,5\lambda \quad (193)$$

В (193) начальные условия привязаны к рис. 17. Поэтому заряд $(-e)$ в (193) входит со знаком минус. Это обеспечивает притяжение взаимное притяжение зарядов iq_e и $+q_{n1}$ в течение первого полупериода.

Несмотря на то, что в момент времени $t=0$ мнимый заряд iq_e (193) находится в точке (a_1) и его действие пока нулевое, но при $t>0$ заряд iq_e начинает быстро расти и готов к захвату атомного ядра поскольку $r_{\max} \approx 0,46\lambda < 0,5\lambda$ (192). В соответствии с (193) максимальное $iq_{e\max}$ действие заряда iq_e (193) достигает в точке (b) при $t=1/4T$ и $r=1/4\lambda$

$$iq_{e\max} = (-e)\sqrt{2} \frac{\lambda_e}{\lambda} \quad (194)$$

Далее действие мнимого заряда iq_e начинает ослабевать и в точке (c_1) достигает нулевого значения. Это соответствует времени $t=1/2T$ и минимальному расстоянию r_{\min} между зарядами iq_e и $+q_{n1}$

$$r_{\min} = \ell_a - \ell_{a1} = \lambda \left(\frac{1}{4} - \frac{2}{\pi^2}\right) \sqrt{1 - \frac{1}{n_0^2}} \approx 0,05\lambda \sqrt{1 - \frac{1}{n_0^2}} > 0 \quad (195)$$

Когда фотон пройдет точку (c_1) траектории для времени $t>1/2T$, то в соответствии с (193) полярность мнимого заряда iq_e (193) изменится с отрицательной на положительную, и фотон начнет отталкиваться от заряда $+q_{n1}$ атомного ядра. В точке (d) отталкивание достигает максимального действия, как и значение заряда $iq_{e\max}$ (194), только со знаком (+).

В точке (e_1) для $t=T$ значение заряда iq_e (193) принимает нулевое значение. При $t>T$ начинается второй период и захват атомного ядра с зарядом $+q_{n2}$, циклически повторяя первый период, определяя движение фотона по волновой траектории во всех последующих периодах с захватом атомного ядра.

Особый интерес представляет определение силы F_v взаимодействия зарядов iq_e и $+q_{n1}$. Необходимо сразу отметить, что взаимодействие заряда атомного ядра $+q_n$ (144) и мнимого заряда iq_e (193) не подчиняется закону Кулона. Это не нарушение фундаментальных законов в области микромира элементарных частиц, а специфика взаимодействия с радиальным электрическим полем $E_{\text{рад}}$ фотона, которое не является сферическим, а лежит в узкой

плоскости ротора. Закон Кулона справедлив для сферических полей, когда сила взаимодействия между зарядами убывает обратно пропорционально расстоянию.

Чтобы определить силу F_v взаимодействия между мнимым электрическим зарядом фотона и зарядом атомного ядра напомним, что мнимый заряд iq_e (193) является зарядом переменным, изменяясь как по величине, так и по знаку с частотой электромагнитного поля фотона. Кроме того, действие заряда ограничено диаметром фотона, то есть распространяется не далее чем на $\frac{1}{2}\lambda$ от центра фотона. При приближении к заряду iq_e его максимальное значение достигается на расстоянии $\frac{1}{4}\lambda$. На расстояниях $\frac{1}{2}\lambda$ и 0 от центра фотона заряд принимает нулевое значение. Классические заряды так себя не ведут, как этого позволяет специфика мнимого заряда фотона, учитывающая функциональные параметры радиального электрического поля E_{rad} .

Поскольку известна функциональная зависимость во времени и пространстве мнимого электрического заряда iq_e (193) фотона, то сразу можно установить функциональные зависимости радиального электрического поля E_{rad} . Для этого воспользуемся функцией $f(S)$ мнимого заряда iq_{er} (193) по кольцевой поверхности S ротора на расстоянии r от центра фотона в котором действует радиальное электрическое поле E_{rad}

$$E_{rad} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{iq_{er}}{\int f(S)dS} \quad (196)$$

По сути дела, напряженность любого электрического поля, в том числе и E_{rad} (196), определяется поверхностной плотностью зарядов. Например, у электрона, радиальное электрическое поле обладает сферической симметрией, и равномерно распределено по сфере $S = 4\pi r^2$, определяя значение напряженности $E_e = e/4\pi\epsilon_0 r^2$ поля электрона. У фотона радиальное электрическое поле ротора не обладает сферической симметрией, но его напряженность радиального поля установлена выражением (196). Кольцевая поверхность S ротора фотона определена как функция r и толщины h_λ (56) ротора

$$S = 2\pi r h_\lambda \quad (197)$$

С учетом (197) из (193) сразу находим распределение напряженности E_{rad} радиального электрического поля фотона во времени и пространстве

$$E_{rad} = \frac{iq_e}{\epsilon_0 S} = \frac{e}{2\pi\epsilon_0 r h_\lambda} \frac{\lambda_e \sqrt{2}}{\lambda} \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} r\right) \cdot \mathbf{1}_r, \quad r \leq \frac{\lambda}{2} \quad (198)$$

Выражение (198) можно было получить, анализируя распределение напряженности радиального электрического поля фотона во времени и пространстве. Но выражение (198) интересно тем, что оно привязано к мнимому заряду фотона и определяется через элементарный электрический заряд e .

Зная функцию напряженности E_{rad} (198) можно определить силу F_v , действующую на фотон со стороны захваченного радиальным электрическим полем E_{rad} электрического заряда $+q_n$ (284) ядра атома молекулярной сетки (решетки) оптической среды

$$F_v = q_n E_{rad} = \frac{eq_n}{2\pi\epsilon_0 r h_\lambda} \frac{\lambda_e \sqrt{2}}{\lambda} \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \left| \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} r\right) \right| \cdot \mathbf{1}_r, \quad r \leq \frac{\lambda}{2} \quad (199)$$

Функция силы F_v (199) является знакопеременной только по времени t (или по длине волны λ) но не по расстоянию r между зарядами iq_e и $+q_n$. Поэтому в формуле (199) функциональная зависимость силы F_v от расстояния r между зарядами выделена в виде модуля $|\sin(2\pi r/\lambda)|$. Расстояние r определяется радиус-вектором \mathbf{r} , соединяющим точку (с) с любой точкой на траектории (кривая 1) фотона (рис. 27). Направление силы F_v определяется радиус-вектором \mathbf{r} , который совпадает с направлением единичного вектора $\mathbf{1}_r$ в (199). Функцию расстояния $r(x)$ между зарядами iq_e и $+q_n$ определяется продольной x_r и поперечной z_r компонентами радиус-вектора \mathbf{r}

$$r = \sqrt{x_r^2 + z_r^2} \quad (200)$$

$$x_r = \frac{\lambda}{2n_o} - x \quad (201)$$

Поперечную компоненту z_r находим из $f_1(x)$ (175) и амплитуды ℓ_a (173)

$$z_r = \ell_a + f_1(x) = \frac{\lambda}{4} \sqrt{1 - \frac{1}{n_o^2}} \left[1 + \frac{8}{\pi^2} \cos\left(2\pi n_o \frac{x}{\lambda}\right) \right] \quad (202)$$

Подставляем (201) и (202) в (200) и получаем функцию $r(x)$

$$r(x) = \sqrt{\frac{1}{n_o^2} \left(\frac{1}{2} \lambda - x \right)^2 + \frac{\lambda^2}{16} \left(1 - \frac{1}{n_o^2} \right) \left[1 + \frac{8}{\pi^2} \cos\left(2\pi n_o \frac{x}{\lambda}\right) \right]^2} \quad (203)$$

Из (202) и (201) определяем тангенс угла α_r наклона вектора силы \mathbf{F}_v (199) к оси X и сам угол α_r , как функцию x

$$\operatorname{tg} \alpha_r = \frac{z_r}{x_r} = \frac{\frac{\lambda}{4} \sqrt{1 - \frac{1}{n_o^2}} \left[1 + \frac{8}{\pi^2} \cos\left(2\pi n_o \frac{x}{\lambda}\right) \right]}{\frac{\lambda}{2n_o} - x} \quad (204)$$

$$\alpha_r = \operatorname{arctg} \frac{\frac{\lambda}{4} \sqrt{1 - \frac{1}{n_o^2}} \left[1 + \frac{8}{\pi^2} \cos\left(2\pi n_o \frac{x}{\lambda}\right) \right]}{\frac{\lambda}{2n_o} - x} \quad (205)$$

Зная угол α_r (205) запишем продольную \mathbf{F}_{vx} и поперечную \mathbf{F}_{vz} компоненты силы \mathbf{F}_v (199) (где $\mathbf{1}_x$ и $\mathbf{1}_z$ – единичные векторы по оси X и Z, соответственно)

$$\mathbf{F}_{vx} = F_v \cos \alpha_r \cdot \mathbf{1}_x \quad (206)$$

$$\mathbf{F}_{vz} = F_v \sin \alpha_r \cdot \mathbf{1}_z \quad (207)$$

Чтобы найти компоненты \mathbf{F}_{vx} и \mathbf{F}_{vz} силы \mathbf{F}_v необходимо в (199) найти функцию времени t от x , то есть $t(x)$. Если бы движение фотона определялась линейно-ломаной траекторией описываемой треугольной периодической функцией $f(x)$ (174), то время t представляло бы линейную функцию от x (рис. 14)

$$t(x) = \frac{\ell_o}{C_o} = \frac{x}{C_{po}} = \frac{n_o}{C_o} x \quad (208)$$

На самом деле, как было показано, фотон движется по волновой траектории, описываемой первой гармоникой $f_1(x)$ (176) периодической функции по закону косинуса. Это нелинейная функция, производная по времени t на участке длины $\ell_{1\lambda}$ (177) определяет абсолютную скорость C_o фотона

$$C_o = \frac{d\ell_{1\lambda}}{dt} \quad (209)$$

Элемент длины $d\ell_{1\lambda}$ (209) криволинейной траектории фотона выразим через продольную x и поперечную z компоненты

$$d\ell_{1\lambda} = \sqrt{dx^2 + dz^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2} dx \quad (210)$$

Подставляем (210) в (209) и после разделения переменных записываем интеграл для времени t как функции x

$$t = \frac{1}{C_o} \int \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2} dx \quad (211)$$

В (211) входит первая производная $f_1'(x)$ (178) от функции $f_1(x)$ (176) косинусной траектории фотона, определяя тангенс угла β наклона касательной к оси X

$$\frac{dz}{dx} = \frac{df_1(x)}{dx} = \operatorname{tg}\beta = \frac{4}{\pi} \sqrt{n_o^2 - 1} \cdot \sin\left(2\pi n_o \frac{x}{\lambda}\right) \quad (212)$$

$$\beta = \operatorname{arctg}\left[\frac{4}{\pi} \sqrt{n_o^2 - 1} \cdot \sin\left(2\pi n_o \frac{x}{\lambda}\right)\right] \quad (213)$$

Даже если подставить (212) в (212), то, как отмечалось, полученный интеграл не имеет аналитического решения. Численное решение аналогичного интеграла (177) показало, что длина дуги $\ell_{1\lambda}$ (190) первой гармоники косинусной функции траектории фотона в пределах интегрирования $x=\lambda/2n_o$ равна половине длины электромагнитной волны λ

$$\ell_{1\lambda} = \frac{1}{2} \lambda \quad (214)$$

Подставляя решение (214) в (211) с учетом (212) получаем

$$t = \frac{1}{C_o} \int_0^{\lambda/2n_o} \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dx}\right)^2} dx = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{C_o} = \frac{1}{2} T \quad (215)$$

Решение (215) подтверждает, что время полупериода фотона при переходе от линейно-ломаной траектории треугольной функции к ее первой гармонике остается неизменным. Это важно, поскольку имеются опорные точки на траектории фотона, в которых волновые параметры не изменяются. Но интеграл (215) не позволил установить искомую функцию $t(x)$ внутри полупериода фотона.

На этом математические возможности аналитического решения исчерпаны, и остаются только одни численные методы. В любом случае, разработанная методика позволяет определять силы, действующие на фотон в оптической среде, и в конечном итоге получить динамическое уравнение его движения, анализ которого выходит за рамки данной статьи.

11. Показатель преломления оптической среды

Движение фотона по волновой траектории, которая описывается первой гармоникой треугольной функции, удовлетворяет условию постоянства скорости света в квантованной среде. Однако угол наклона касательной к гармонической волновой траектории, который определяет коэффициент преломления среды, является величиной переменной, и требуется доказать, что показатель преломления оптической среды n_o является усредненным параметром. С этой целью еще раз представим абсолютную скорость фотона C_o как векторную сумму ее продольной C_{po} по оси X и поперечной C_{zo} (156) по оси Z компонент

$$C_o = C_{po} + C_{zo} \quad (216)$$

Значения компонент C_{po} и C_{zo} абсолютной скорости C_o (216) удобно записать через функцию угла β (213), показывая, что компоненты C_{po} и C_{zo} также представляют собой функциональные зависимости от x на длине волны λ в течении периода T

$$\begin{cases} C_{po} = C_o \cos \beta \cdot \mathbf{1}_x = C_o \cos \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{4}{\pi} \sqrt{n_o^2 - 1} \cdot \sin \left(2\pi n_o \frac{x}{\lambda} \right) \right] \right\} \cdot \mathbf{1}_x \\ C_{zo} = C_o \sin \beta \cdot \mathbf{1}_z = C_o \sin \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{4}{\pi} \sqrt{n_o^2 - 1} \cdot \sin \left(2\pi n_o \frac{x}{\lambda} \right) \right] \right\} \cdot \mathbf{1}_z \end{cases} \quad (217)$$

На рис. 18 представлена векторная диаграмма изменения продольной C_{po} и поперечной C_{zo} компонент абсолютной скорости C_o фотона в оптической среде в соответствии с (217) на длине волны λ в течении периода T , когда вектор C_o изменяет угол β (213) наклона от 0 до $\pm\beta_{\max}$ в точках (b) и (d) на траектории (рис. 17)

$$\beta_{\max} = \pm \arctg\left(\frac{4}{\pi} \sqrt{n_o^2 - 1}\right) \quad (218)$$

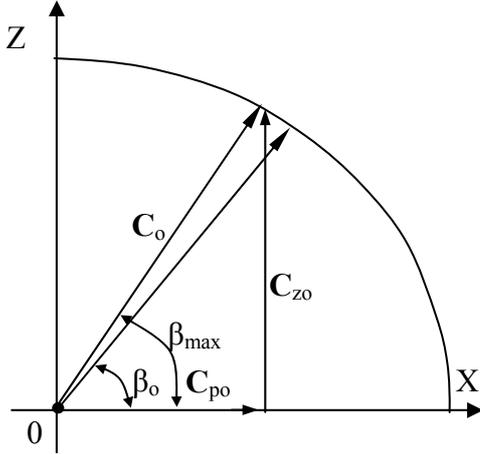


Рис. 18. Векторная диаграмма продольной C_{po} и поперечной C_{zo} компонент абсолютной скорости C_o фотона в оптической среде.

Векторная диаграмма на рис. 18 по существу отличается от векторной диаграммы рис.13, когда продольная C_{po} и поперечная C_{zo} компоненты скорости C_o связаны с углом β_o (299), который выступает как константа

$$\beta_o = \arctg \sqrt{n_o^2 - 1} \quad (219)$$

$$\operatorname{tg} \beta_o = \sqrt{n_o^2 - 1} \quad (220)$$

Угол β_{\max} (218) больше угла β_o (219)

$$\frac{\operatorname{tg} \beta_{\max}}{\operatorname{tg} \beta_o} = \frac{4}{\pi} = 1,27 \quad (221)$$

Как видно из (219) и (220) угол β_o эквивалентен показателю преломления n_o , который также выступает в качестве константы. Однако проведенные исследования показывают, что в течении периода угол β изменяется от от 0 до $\pm \beta_{\max}$ (218). Это означает, что показатель преломления n_o оптической среды в течение периода меняет свою величину. Поэтому можно допустить, что показатель преломления n_o среды представляет собой усредненный параметр.

Чтобы доказать это необходимо найти среднее значение $\operatorname{tg}_{av} \beta$ тангенса угла β (213) и сравнить с $\operatorname{tg} \beta_o$ (229). Но $\operatorname{tg} \beta_o$ установлен линейно-ломаной траекторией фотона с амплитудой ℓ_a (171) треугольной функции (рис. 15). Амплитуда ℓ_{a1} (181) косинусной траектории фотона определяется амплитудой первой гармоники треугольной функции, устанавливая соотношение амплитуд (182)

$$\frac{\ell_{a1}}{\ell_a} = \frac{8}{\pi^2} \quad (222)$$

Очевидно, что усредненные параметры линейной и нелинейной функций необходимо искать, если их можно привести к виду удобному для сравнения, уравнив их амплитуды. Действительно, сравниваемое значение $\operatorname{tg} \beta_o$ определено амплитудой ℓ_a , которая отлична от амплитуды ℓ_{a1} косинусной функции для искомого среднего значением $\operatorname{tg}_{av} \beta$. Поэтому приводим амплитуды указанных функций к единому значению с учетом (222). Только в этом случае среднее значение $\operatorname{tg}_{av} \beta$ равно $\operatorname{tg} \beta_o$ (220)

$$\operatorname{tg}_{av} \beta = \frac{\ell_a}{\ell_{a1}} \frac{4n_o}{\lambda} \int_0^{\lambda/4n_o} \frac{4}{\pi} \sqrt{n_o^2 - 1} \cdot \sin\left(2\pi n_o \frac{x}{\lambda}\right) dx = \frac{\ell_a}{\ell_{a1}} \frac{8}{\pi^2} \sqrt{n_o^2 - 1} = \sqrt{n_o^2 - 1} \quad (223)$$

$$\operatorname{tg}_{av} \beta = \operatorname{tg} \beta_o = \sqrt{n_o^2 - 1} \quad (224)$$

Выражение (224) устанавливает, что показатель преломления n_o оптической среды является усредненным параметром $\operatorname{tg}_{av} \beta$ для фотона движущегося по волновой траектории в неподвижной оптической среде.

$$n_o = \sqrt{\operatorname{tg}_{av}^2 \beta + 1} \quad (225)$$

В случае, когда оптическая среда является движущейся, как в опыте Физо, меняется показатель преломления среды. Этот вопрос подробно рассмотрен в работе [2] при доказательстве реальных светонесущей среды. Следует добавить, что с позиций электродинамики, частичное увлечение света движущейся оптической средой можно рассматривать как асинхронный эффект, когда поле движущейся решетки оптической среды проходит с некоторым скольжением по отношению к движущемуся фотону. Естественно, что показатель преломления n_0 оптической среды зависит от частоты электромагнитного поля фотона и определяется параметрами решетки оптической среды, возмущения которой в основном зависят от температуры и давления. Однако исследование этих зависимостей выходит за рамки данной работы. Естественно, что знание структуры фотона и причин замедления его скорости в оптических средах, коренным образом изменяют устаревшие представления на электродинамику движущихся сред [14].

Таким образом, проведенные исследования окончательно доказывают, что без анализа параметров светонесущей среды невозможно изучать природу и структуру фотона, как частицы-волны, являющейся составной частью квантованного пространства-времени.

12. Заключение

1. Новые фундаментальные открытия кванта пространства-времени (квантона) и сверхсильного электромагнитного взаимодействия (СЭВ) открывают новую эру в квантовой теории, устанавливая детерминированный характер квантовой механики и электродинамики. Но главное, новые фундаментальные открытия раскрывают причины квантовых явлений, которые кроются в квантованной природе пространства-времени. Можно утверждать, что неквантованных объектов в природе не существует. К таким квантованным объектам относится квант излучения (фотон). Ранее считалась, что квантование энергии происходит квантами излучения. Теперь установлено квантование самого кванта излучения квантонами (квантами пространства-времени), когда квант излучения (фотон) представляет собой вторичное волновое образование в квантованном пространстве-времени.

2. Новые фундаментальные открытия позволили придать квантовой теории и классический характер, и тем самым впервые раскрыть природу и структуру фотона, параметры которого поддаются расчету, минуя статистическую волновую функцию. Установлено, что фотон является двухроторной релятивистской частицей, электрический и магнитный роторы которой существуют одновременно и лежат в ортогональных плоскостях поляризации. Пересечение плоскостей поляризации образуют главную ось фотона, вокруг которой возможно вращение плоскостей поляризации. Главная ось фотона направлена по вектору скорости его движения в квантованной среде. В таком виде фотон представляет собой волну-частицу, некий концентрированный сгусток электромагнитной энергии квантованного пространства-времени, летящий с волновой скоростью света.

3. Переменное электромагнитное поле фотона удовлетворяет двухроторному уравнению Максвелла и классическому волновому уравнению. Впервые получены расчетные параметры фотона: напряженности электрического и магнитного полей в роторах фотона, плотности токов электрического и магнитного смещения, сами токи, и многие другие параметры, которые оставались ранее недоступными для расчета.

4. Установлено, что замедление света в оптической среде обусловлено волновой траекторией фотона в результате вероятностного захвата фотоном атомных центров решетки оптической среды, когда вектор скорости фотона в квантованной среде не совпадает с вектором скорости в среде оптической. По сути дела, в оптической среде распространяется две волны, неразрывно связанные между собой:

1) Электромагнитная волна перемещающаяся со скоростью света C_0 в квантованной среде, переносчиком которой является светонесущая среда.

2) Геометрическая волна, которая распространяется в оптической среде с фазовой скоростью C_{po} меньше скорости света C_0 , и которая синхронизирована с электромагнитной волной, определяя волновую траекторию фотона в оптической среде.

5. Показано, что волновая траектория фотона в оптической среде может быть представлена первой гармоникой от треугольной периодической функции. Условием движения фотона по волновой траектории является постоянства скорости света в квантованной среде. Тогда кажущиеся движение по прямой линии в среде оптической за одно и тоже время, что и по волновой траектории, будут наблюдаться как замедление света в оптической среде. Расчеты показывают, что показатель преломления света оптической средой можно рассматривать как усредненный параметр среды при движении фотона по волновой траектории.

Литература:

1. Леонов. В.С. Фундаментальные открытия кванта пространства-времени и сверхсильного электромагнитного взаимодействия. Часть 1. Электромагнитная природа и структура вакуума. Направлена в «ЖЭТФ».
2. Леонов. В.С. Фундаментальные открытия кванта пространства-времени и сверхсильного электромагнитного взаимодействия. Часть 2. Квантовая теория гравитации. Направлена в «ЖЭТФ».
3. Эйнштейн А. Об одной эвристической точке зрения, касающейся возникновения и превращения света. Собрание научных трудов. Том 3. – М.: Наука, 1966, с. 92-107.
4. Эйнштейн А. К теории возникновения и поглощения света. Собрание научных трудов. Том 3. – М.: Наука, 1966, с. 128-133.
5. Эйнштейн А. Замечания о квантовой теории. Собрание научных трудов. Том 3. – М.: Наука, 1966, с. 528-530.
6. Эйнштейн А. Квантовая механика и действительность. Собрание научных трудов. Том 3. – М.: Наука, 1966, с. 612-616.
7. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Теоретическая физика. Том IV. Квантовая электродинамика. Глава 1. Фотон. – М.: Наука, 1989, с. 19-50.
8. Леонов В.С. Сферическая инвариантность в построении абсолютной космологической модели. В сб. «Четыре доклада по теории упругой квантованной среды (УКС)». – СПб, 2000, с. 26-38.
9. Ландау Л.Д., и Лифшиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1967.
10. Реками Э. Теория относительности и ее обобщения. В книге: «Астрофизика, кванты и теория относительности». – М.: Мир, 1982, с. 63-87.
11. Леонов В.С. Открытие гравитационных волн профессором Вейником. – М.: Агроконсалт, 2001.
12. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. – М-Л.: ГИТТЛ, 1949, с. 46.
13. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. – М.: Высшая школа, 1973, с. 228.
14. Болотовский Б.М., Столяров С.Н. Современное состояние электродинамики движущихся сред (безграничные среды). Эйнштейновский сборник 1974. – М.: Наука, 1976, с. 179-275.