

Редукция

К.Ю. Амосов

Петербургский Институт Ядерной Физики

(Получена 17 июня 2010; опубликована 15 июля 2010)

Квантовая физика одна из самых проверенных теорий. Поэтому она является базой наших представлений о законах объективной реальности. Законы квантовой физики применительно к микрочастицам хорошо согласуются с экспериментом. Но попытка экстраполяции законов квантовой механики из микромира в макромир приводит к парадоксальным прогнозам. Те эффекты, которые квантовая механика прогнозирует для макромира, должны были бы быть нашей повседневной реальностью, но мы не наблюдаем такие явления... Экспериментальная база квантовой механики не нуждается в защите и потому, отвергать эту теорию у нас нет оснований. Но, наверное, стоит обсудить вопрос о внесении в квантовую теорию некоторых дополнительных утверждений. Этому и посвящена предлагаемая статья.

Парадокс Шрёдингера

Давайте оставим в покое замученного кота и рассмотрим суть парадокса Шрёдингера на таком качественном примере:

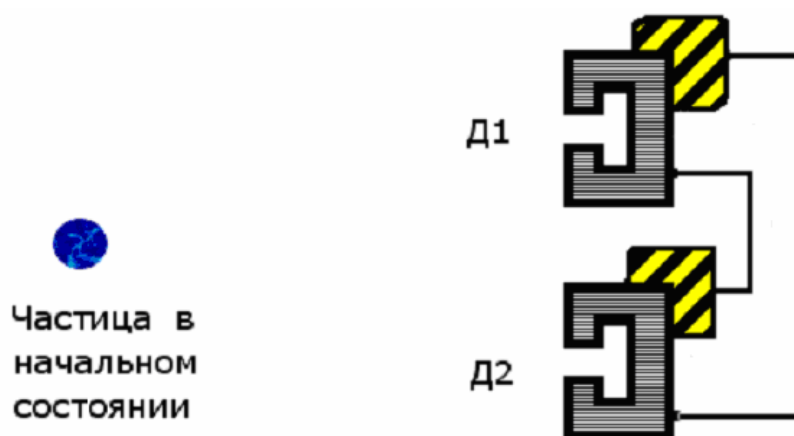


Рис. 1.

Предположим, первый детектор подключен к устройству, которое в случае его срабатывания взрывает второй детектор. А второй детектор подключён к устройству, которое в случае его срабатывания взрывает первый детектор. Частицу можно представить себе в виде облака. Предположим, что это облако симметрично в начальный момент времени. Эволюция этого облака приведёт к ситуации, изображённой на рисунке №2. Частица, находящаяся в таком состоянии, будет зафиксирована одновременно двумя детекторами, что приведёт к взрыву их обоих. Так должно быть по теории, но в реальности этого нет...

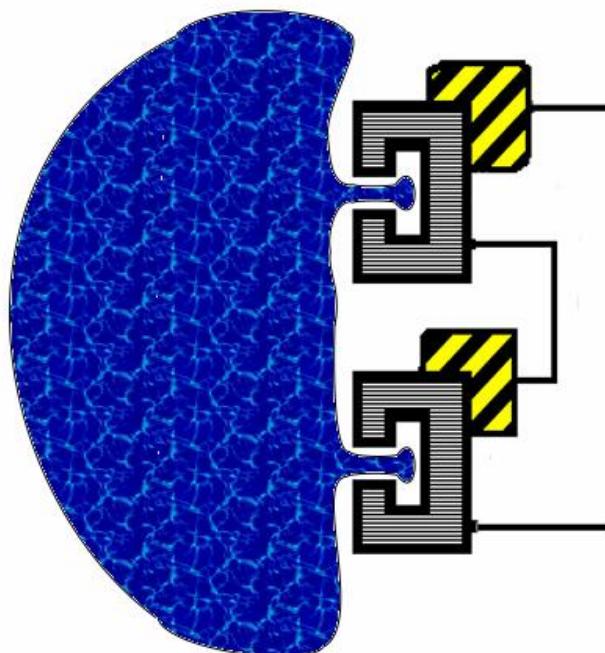


Рис. 2.

Стоит рассмотреть описанный процесс более подробно. Неопределённость, в которой находится частица, перенесётся на состояние всей системы, которая также попадёт в неопределённое состояние:

$$\Psi(\text{частица прошла мимо D1 и D2}) + \Psi(\text{частица попала в D1 и не попала в D2}) + \\ + \Psi(\text{частица не попала в D1 и попала в D2}) + \Psi(\text{частица попала в D1 и в D2})$$

Что можно записать в тождественной форме:

$$\Psi(\text{D1 не взорвался, D2 не взорвался}) + \Psi(\text{D1 взорвался, D2 не взорвался}) + \\ + \Psi(\text{D1 не взорвался, D2 взорвался}) + \Psi(\text{D1 взорвался, D2 взорвался})$$

Человек, который будет наблюдать за подобным экспериментом с безопасного расстояния, тоже станет частью разрастающегося процесса ветвления состояний. По одной из интерпретаций, для каждого из перечисленных состояний имеется свой параллельный мир. И каждый из этих миров существует независимо. С такой точкой зрения сложно спорить, но она не даёт ничего нового. Поясним последнее утверждение.

Электрон в атоме находится в состоянии неопределённости.

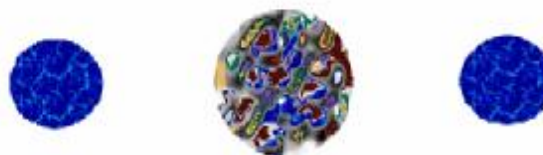


Рис. 3.

На **рисунке 3** показано (очень качественно) такое состояние. Можно говорить, что какая-то часть состояния электрона находится справа, а какая-то слева. То есть электрон одновременно расположен и справа и слева от ядра. Для атома возможно состояние с взаимно исключающими составляющими, именно это и делает его устойчивым. Но многомировая интерпретация утверждает, что все эти взаимно исключающие состояния принадлежат разным параллельным мирам. То есть в каждом из параллельных миров электрон, находится в каком то определённом пространственном положении, что должно делать атом не устойчивой системой. Для того чтобы исключить это противоречие придётся допустить, что ветвление (многомировая интерпретация) происходит не в каждый момент времени и не для каждого набора состояний, а только в каких-то конкретных случаях. Вот об этих случаях мы и поговорим.

В квантовой механике существует два мировоззрения: условно будем говорить об одномировой и многомировой интерпретациях. Сделать рациональный выбор между ними на данный момент не представляется возможным. Поэтому пускай каждый, совершит выбор, соответствующий своему мироощущению. А мы, в свою очередь, заметим, что не очень важно как относиться к процессу актуализации состояний. Можно считать, что отсечённые состояния просто пропадают, а можно утверждать, что они продолжают существовать в параллельных мирах. Важно то, в каких условиях возникает это отсечение (ветвление).

В дальнейшем процесс отсечения состояний мы будем называть редукцией. Всё последующее изложение будет посвящено описанию условий, в которых возникает редукция.

Редукция

Предположим, что волновое состояние частицы обладает инертностью. Объясним это как стремление квантового «облака» сохранить своё состояние. Попробуем представить себе некоторую систему, состояние которой зависит от состояния одной частицы (например, систему изображённую на **рисунке 1**). Определим, что это устройство состоит из, скажем, 10^{27} частиц, а волновое состояние каждой частицы обладает инертностью. Теперь будем рассуждать так: когда под действием одной частицы начнёт меняться состояние всего прибора, то в этом процессе будут участвовать все его частицы. То есть все частицы, из которых состоит прибор, будут зависеть от состояния одной частицы. Наверное, разумно предположить, что в такой ситуации инерции всех частиц, составляющих прибор, сложатся, и вместе они станут противодействовать изменению состояния той частицы, которая стала причиной возмущения. Следствием этого станет процесс редукции состояния возмущающей частицы. Редукция будет проявлять себя как изменение в эволюции частицы, направленное на то, чтобы большое количество других частиц избавилось от своей зависимости от неё. Существование редукции делает не возможной ситуацию изображённую на **рисунке 2**. Потому, что если частица будет зафиксирована двумя детекторами, то это приведёт к взрыву их обоих. Во взрыве участвует очень большое количество частиц. Но ситуация ещё сложнее от того, что каждый детектор будет находится в состоянии взорвался не взорвался одновременно. Частицы из которых состоят детекторы одновременно будут находится в состоянии движения и в состоянии покоя. Эти частиц будет слишком много, и все они перешли в это состояние из за какой то одной частицы.

Таким образом, мы определили редукцию как противодействие среды. Для того, чтобы пойти дальше, нам необходимо ввести меру противодействия. Поскольку мы говорим о том, что волновые состояния обладают инертностью, а также могут действовать друг на друга, то можно предположить, что противодействие среды по отношению к

частице равно действию частицы на среду. То есть для того чтобы определить противодействие среды, нам достаточно определить действие частицы на среду.

В нашем случае лучше нарисовать картинку на листе бумаги и описать её, чем сначала при помощи слов рисовать такую же картинку в чьём-то воображении, а потом начинать объяснять, что на ней изображено.

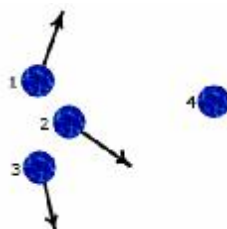


Рис. 4.

На **рисунке 4** нарисованы четыре частицы, все частицы взаимодействуют между собой. Стрелки показывают мгновенные вектора их движения. Теперь зададимся таким вопросом: как бы изменились мгновенные вектора движения частиц **1,2,3**, если бы частица **4** в какой-то момент времени перестала существовать. Такая ситуация изображена на **рисунке 5**.

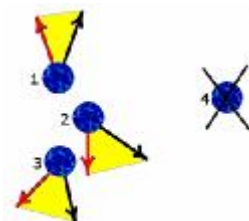


Рис. 5.

Красные стрелки показывают то, какими могли бы быть вектора движения, если бы частица **4** отсутствовала. Площадь жёлтой области могла бы характеризовать степень действия частицы **4** на все остальные частицы. Но такое определение годится для классической физики и не годится для квантовой механики.

Поставим вопрос так: мы хотим узнать, на сколько сильно изменятся волновые состояния частиц **1,2,3**, если пропадёт частица **4**. Будем считать, что у нас есть какая-то математическая модель, описывающая изменение состояний всех четырёх частиц. Используя эту математическую модель, мы можем вычислить то, как могли бы меняться волновые состояния частиц **1,2,3**, если бы отсутствовала частица **4**, а затем сравнить это с тем, как они должны меняться с учётом существования частицы **4**.

Сравнить это можно, например, если вычислить корреляцию между волновыми функциями частиц **1,2,3** для модели, учитывающей присутствие частицы **4**, и волновыми функциями тех же частиц, рассчитанных в модели, предполагающей мнимое отсутствие частицы **4**.

$$K(t+t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_1(x_1, t+t) j_1(x_1, t+t) \Psi_2(x_2, t+t) j_2(x_2, t+t) \Psi_3(x_3, t+t) j_3(x_3, t+t) dx_1 dx_2 dx_3 \quad (3)$$

$\Psi_i(x_i, t+t)$ - это функция состояния **i-той** частицы через промежуток времени t , рассчитанная в модели учитывающей существование частицы **4**.

$j_i(x_i, t+t)$ - это функция состояния **i-той** частицы через промежуток времени t , рассчитанная в модели, не учитывающей существование частицы **4**.

Полученный таким образом коэффициент корреляции зависит от времени, и его можно считать мерой того, как будет проявлять себя со временем нехватка частицы **4**. Также эту величину можно интерпретировать как меру зависимости частиц **1,2,3** от частицы **4**. И, как мы уже говорили ранее, может служить мерой противодействия среды, (состоящей из частиц **1,2,3**) по отношению к частице **4**. Сразу бросается в глаза один недостаток – зависимость коэффициента от времени. Конечно, мы можем попытаться исправить ситуацию, сказав, что сравнение состояний необходимо проводить через какой-то строго определённый промежуток времени. Но, не будем забегать вперёд . . .

Не будем пока подводить итоги, лучше предложим промежуточную теорию, которая нужна нам для постепенного погружения в суть проблемы. Для этого сформулируем следующие утверждения:

- 1. Волновые состояния подвергаются редукции через определённые промежутки времени Δt .**
 - 2. Суммарное изменение, вносимое редукцией, равно $K(t)$.**
- Сказанное во втором утверждении, лучше изобразить в виде графика. (рисунок 7)

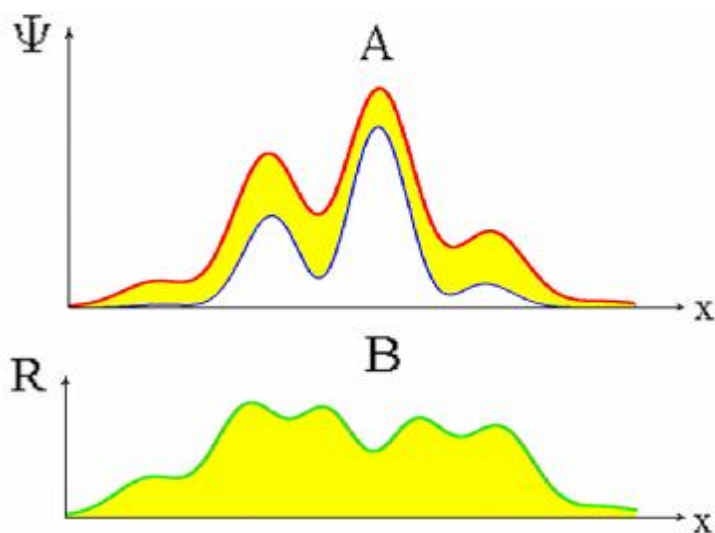


Рис. 7.

На **рисунке 7А** красным цветом изображено начальное состояние частицы, до редукции, а синим обозначено состояние частицы, после редукции. Площадь жёлтой области численно равна $K(t)$. На **рисунке 7В** нарисована редукционная функция, которая является разницей функций состояния частицы до редукции и после редукции.

Теперь настало время поговорить о самом процессе редукции. В нашей рабочей модели редукция происходит через каждые Δt промежутки времени. И мы считаем, что $K(t)$ выражает то, насколько сильно зависят от одной частицы все другие частицы. Как уже говорилось ранее, мы интерпретируем эту величину как степень противодействия, оказываемого на частицу. Процесс редукции, изображённый на рисунке **7А**, можно описать в виде следующего уравнения:

$$\Psi_r(x, t) = \Psi(x, t) - R(x, t) \quad (4)$$

$$K(t + t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a \| R(x, t) \| dx \quad (5)$$

$\Psi(x, t)$ - состояние частицы до редукции.

$\Psi_r(x, t)$ - состояние частицы после редукции.

$R(x, t)$ - редукционная функция.

a - постоянная, которая пока не определена.

t - промежуток времени в течении, которого не хватало частицы.

Остановим наше внимание на функции $\mathbf{R}(\mathbf{x}, t)$. Какой могла бы быть эта функция? Но, прежде чем говорить о её возможных формах, давайте попытаемся ответить на такой вопрос: может ли быть так, чтобы эта функция была во всех случаях одинаковой. Представим себе, что она всегда одинакова по своей форме. Как это должно отразиться на характере протекающих процессов? А выглядеть это будет так: изменение состояния частицы, подверженной редукции, будет всегда одинаковым и зависеть только от предшествующего состояния, следовательно, все последующие изменения состояния будут предопределены. То есть происходящий процесс будет детерминирован. Дело не изменится, если представить себе, что функция $\mathbf{R}(\mathbf{x}, t)$ каким-то образом ещё зависит от состояния частицы. Это приведет только к существованию в системе обратной связи и сделает уравнения, описывающие такую систему, нелинейными, но при этом тоже строго детерминированными. Из этого следует, что если функция чётко задана, то это соответствует отказу от статистической интерпретации квантовой физики.

Но можно считать, что эта функция случайна, и на неё накладывается условие (5), то есть $\mathbf{R}(\mathbf{x}, t)$ есть просто функция, которая уменьшает вероятность состояний от \mathbf{X} произвольным образом, но сумма всех этих удаленных вероятностей должна равняться $\mathbf{K}(\mathbf{x}, t + \tau)$.

Количественная сторона теории

Теперь, когда мы определились с тем, в каких условиях происходит редукция и от чего зависит ее глубина, можно подвести итог, который заключается в трех постулатах:

- 1. Глубина редукции частицы зависит от того, какие изменения могли бы наступить при ее мнимом отсутствии.**
- 2. Редукция случайна.**
- 3. Редукция не меняет средние значения сохраняющихся величин.**

Переведем вышесказанное на язык математики.

Как известно, с каждой частицей сопоставляется определенная волновая функция, являющаяся амплитудой присутствия частицы в точке пространства \mathbf{X} в момент времени t , что записывается так:

$$\Psi(x, t) \quad (2.1)$$

Под \mathbf{X} мы понимаем вектор $\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2, \mathbf{X}_3$. Из первого постулата следует, что глубину редукции можно определить для любого момента времени. А так как все моменты времени равноправны, то можно сделать вывод, что частицы подвергается редукции

непрерывно. Следовательно, редукция должна быть функцией от координат и времени. Обозначим эту функцию как:

$$R(x, t) \quad (2.2)$$

Эта функция как-то изменяет состояние частицы. Как нам описать математические изменения состояния частицы? Наверное, правильно будет пользоваться представлениями о простоте. В таком случае у нас не так много вариантов. Точнее, их всего два. Это:

1. $\Psi(x, t) - R(x, t)$
 2. $\Psi(x, t) \times R(x, t)$
- (2.3)

Какой из этих вариантов выбрать? Оба по-своему интересны, но у варианта **2** есть один недостаток: он делает уравнения нелинейными. Вообще-то, наши уравнения, скорее всего, будут нелинейными, но мы договорились о принципах простоты. Поэтому, стоит отвергнуть устранимую нелинейность и остановиться на варианте **1**.

$$\Psi_r(x, t) = \Psi(x, t) - R(x, t) \quad (2.4)$$

Здесь $\Psi_r(x, t)$ – волновая функция, подвергнутая редукции. Чтобы пойти дальше, вспомним уравнение Дирака:

$$(g \cdot p - m)\Psi = 0 \quad (2.5)$$

Запишем его в более подробной форме:

$$g_0 \frac{d}{dt} \Psi(x, t) = g_a \frac{d}{dx_a} \Psi(x, t) + m \cdot \Psi(x, t) \quad (2.6)$$

Так как мы не изобретаем без необходимости никакой новой физики, то волновая функция после редукции должна удовлетворять уравнению Дирака:

$$g_0 \frac{d}{dt} \Psi_r(x, t) = g_a \frac{d}{dx_a} \Psi_r(x, t) + m \cdot \Psi_r(x, t) \quad (2.7)$$

Подставим теперь в правую часть уравнения (2.7) уравнение (2.4):

$$g_0 \frac{d}{dt} \Psi_r(x, t) = g_a \frac{d}{dx_a} (\Psi(x, t) - R(x, t)) + m \cdot (\Psi(x, t) - R(x, t)) \quad (2.8)$$

Представим себе частный случай, когда редукция отсутствует. Это означает, что:

$$R(x, t) = 0$$

при любых \mathbf{x} .

В таком случае уравнение (2.8) переходит в обычное уравнение Дирака. Уравнение Дирака определяет, как будет меняться волновое состояние в момент времени \mathbf{t} в зависимости от самого волнового состояния. Но изменения волнового состояния происходят еще и вследствие редукции. Значит, уравнения, учитывающие изменение волнового состояния в момент времени \mathbf{t} , в зависимости от самого волнового состояния и от редукции, следует записывать так:

$$g_0 \frac{d}{dt} \Psi(x, t) = g_a \frac{d}{dx_a} (\Psi(x, t) - R(x, t)) + m \cdot (\Psi(x, t) - R(x, t)) \quad (2.9)$$

Это уравнение описывает эволюцию состояния частицы со спином $\frac{1}{2}$. Но в КЭД у нас есть еще частицы со спином $\mathbf{1}$. Это фотоны. Предлагается бросить наши умственные усилия на них. Волновое состояние фотона описывается нижеследующим уравнением:

$$\frac{d^2}{dt^2} A_m(x, t) - \frac{d^2}{dx_a^2} A_m(x, t) = 0 \quad (2.10)$$

Далее можно проделать точно такие же рассуждения, как для электрона. В результате мы получим уравнения для эволюции волнового состояния фотона с учетом редукции. Выглядеть оно будет так:

$$\frac{d^2}{dt^2} A_m(x, t) = \frac{d^2}{dx_a^2} (A_m(x, t) - B_m(x, t)) \quad (2.11)$$

Здесь $B_m(x, t)$ – это редукционная функция фотонного поля. Редукционная функция для фотона это вектор. А для частицы со спином $\frac{1}{2}$ это был биспинор.

Полученные нами уравнения не совсем полны, так как они не учитывают взаимодействие. Написанные нами уравнения – это уравнения эволюции свободных частиц с «выключенным» взаимодействием. Следовательно, для того, чтобы наши уравнения стали ближе к порядку вещей, нам необходимо как-то включить взаимодействие. Для этого напишем уравнение Дирака, учитывающее существование фотонного поля. А уравнение для состояния фотона с учетом электронного тока:

$$(g_m \left(\frac{d}{dx_m} - e A_m(x, t) \right) - m) \Psi(x, t) = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} A_m(x, t) - \frac{d^2}{dx_a^2} A_m(x, t) = e \Psi^*(x, t) g_m \Psi(x, t)$$

Теперь оставим в левой части этих уравнений частные производные по времени, а в правую перенесем все остальное. Но вместо $A_\mu(\mathbf{x}, \mathbf{t})$ и $\Psi(\mathbf{x}, \mathbf{t})$ мы подставим $A_\mu(\mathbf{x}, \mathbf{t}) - B_\mu(\mathbf{x}, \mathbf{t})$ и $\Psi(\mathbf{x}, \mathbf{t}) - R(\mathbf{x}, \mathbf{t})$:

$$g_0 \frac{d}{dt} \Psi(x, t) = g_a \left(\frac{d}{dx_a} - e(A_m(x, t) - B_m(x, t)) - m \right) (\Psi(x, t) - R(x, t)) \quad (2.13)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} A_m(x, t) = \frac{d^2}{dx_a^2} (A_m(x, t) - B_m(x, t)) + e(\Psi^*(x, t) - R^*(x, t)) g_m (\Psi(x, t) - R(x, t)) \quad (2.14)$$

Для того, чтобы еще ближе подойти к реальности, нужно вспомнить о том, что электронных и фотонных полей может быть много. Поэтому стоит обобщить нашу систему уравнений на случай **n**-электронов и **k**-фотонов:

$$g_0 \frac{d}{dt} \Psi^i = g_a \left(\frac{d}{dx_a} - e \sum_{j=1}^k (A_m^j - R_m^j) - m \right) (\Psi^i - R^i) \quad (2.15)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} A_m^j = \frac{d^2}{dx_a^2} (A_m^j - R_m^j) + e \sum_{i=1}^n ((\Psi^i - R^i)^* g_m (\Psi^i - R^i))$$

Здесь мы опустили пространственные и временные аргументы, а верхние индексы обозначают порядковые номера частиц.

Глубина редукции

В уравнение эволюции состояний входит функция **R(x,t)** для того, что бы иметь какую-то возможность их решить, мы должны получить уравнение, определяющее эту функцию. Для этого обратимся к постулату **1**. В нём мы предлагаем считать, что глубина редукции зависит от того, что изменится при мнимом отсутствие частицы. Пожалуй, самым простым способом это можно выразить через действие. Для этого напишем лагранжиан **КЭД**:

$$L(x, t) = \bar{\Psi}(x, t) \left(g_m \left(\frac{d}{dx_m} + eA_m(x, t) \right) - m \right) \Psi(x, t) - \frac{1}{4} \left(\frac{d}{dx_m} A_n(x, t) - \frac{d}{dx_n} A_m(x, t) \right)^2 \quad (2.16)$$

Лагранжиан определяет действие, в зависимости от волновых состояний фотона и электрона. Например, глубину редукции для электрона мы могли бы выразить как разницу между полным лагранжианом и тем, который получается, если в нём принять равным нулю волновую функцию электрона. В результате такой операции мы получим:

$$\bar{\Psi}(x, t) \left(g_m \left(\frac{d}{dx_m} + eA_m(x, t) \right) - m \right) \Psi(x, t) \quad (2.17)$$

Можно ли такую формулу считать адекватной для поставленной задачи? Для этого представим себе такой частный случай: пускай у нас есть только электрон, а фотон отсутствует. В такой ситуации волновая функция фотона везде равна нулю, и от формулы (2.17) остаётся:

$$\bar{\Psi}(x, t) \left(g_m \frac{d}{dx_m} - m \right) \Psi(x, t) \quad (2.18)$$

В общем случае эта формула не будет равна нулю. Но мы считаем, что кроме электрона у нас ничего нет, следовательно, он ни с чем не взаимодействует, но при этом может редуцировать, а это противоречит основным принципам нашей теории. Поэтому мы не можем определить глубину редукции как разницу полного лагранжиана и лагранжиана с одной полностью удалённой частицей. Для избежания саморедукции нам необходимо убрать из формулы (2.16) те элементы, которые соответствуют действию свободного электрона, а оставить те, которые соответствуют взаимодействию электрона с фотоном. Для нашей цели не обязательно вычислять разницу полного лагранжиана с неполным. Нам достаточно оставить элементы, определяющие взаимодействие электрона со всеми остальными частицами. То есть мы будем определять глубину редукции как лагранжиан взаимодействия:

$$\overline{\Psi}(x, t) g_m e A_m(x, t) \Psi(x, t) \quad (2.19)$$

В реальности у нас много частиц, поэтому необходимо обобщить нашу формулу на случай \mathbf{n} – электронов и \mathbf{m} – фотонов.

$$L_e^i = \overline{\Psi}^i (g_m e \sum_{j=1}^m A_m^j) \Psi^i \quad (2.20)$$

L_e^i – будет обозначать лагранжиан взаимодействия для \mathbf{i} -го электрона.

Точно такие же рассуждения в отношении фотонов приводят к следующей формуле:

$$L_f^j = \sum_{i=1}^n (\overline{\Psi}^i g_m e A_m^j \Psi^i) \quad (2.21)$$

Лагранжианы взаимодействия - это функции от пространственных переменных. Но мы считаем, что глубина редукции - это просто число, которое может меняться со временем. Конечно, мы можем считать, что глубина редукции определяется интегралом от лагранжиана взаимодействия. Но это будет лишним усложнением, мы ведь считаем, что редукция случайна, это мы определили постулатом **2**. Поэтому лучше считать, что глубина редукции определяется случайным значением лагранжиана. Поскольку лагранжианы взаимодействия являются функциями от пространственных координат, то будем считать, что эти координаты выполняют роль случайных параметров. Теперь запишем всё это в виде формулы:

$$\begin{aligned} r_e^i(t) &= aL_e^i(z, t) \\ r_f^j(t) &= aL_f^j(z, t) \end{aligned} \quad (2.22)$$

$r_e^i(t)$ - это глубина редукции \mathbf{i} – го электрона.

$r_f^j(t)$ - это глубина редукции \mathbf{j} – го фотона.

z – это случайный вектор вместо вектора координат.

a – это константа, которая связывает лагранжиан с глубиной редукции.

Вместо словосочетания глубина редукции можно, наверное, применять слова – редукционный потенциал.

Связь между глубиной редукции, и её формой

Теперь, когда мы определили, от чего зависит глубина редукции, нам необходимо связать её с редукционной функцией $\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{t})$. Выше, в формуле (2.4), мы определили, как редукция меняет состояние частицы. Запишем эту формулу в другой форме:

$$R(x, t) = \Psi(x, t) - \Psi_r(x, t) \quad (2.23)$$

В данном случае $\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{t})$ – это разница между состоянием до редукции и после редукции. Логично будет предположить, что глубина редукции должна быть связана с тем, как отличаются состояния до и после редукции. Но разница двух функций - это тоже функция, а глубину редукции мы определили как число. Нам нужно получить уравнение, в котором число будет задавать функцию. Наиболее корректным и простым способом было бы приравнять интеграл от разницы двух функций к глубине редукции:

$$\int (\Psi(x, t) - \Psi_r(x, t)) dx = r(t) \quad (2.24)$$

Но проверим себя: что будет, если редукция отсутствует, то есть $\mathbf{r} = \mathbf{0}$. По общему смыслу нашей теории, в таком случае не должно быть никакой разницы между состоянием до редукции, и после редукции. Но мы интегрируем разницу этих функций. Поэтому, равенство интеграла нулю может быть достигнуто при условии, что $\Psi(x, t) \neq \Psi_r(x, t)$. А это противоречит общему смыслу теории. При $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ волновые функции будут совпадать, только если мы будем интегрировать не просто разницу, а модуль разницы и приравнять его мы должны к модулю глубины редукции:

$$\int \|\Psi(x, t) - \Psi_r(x, t)\| dx = \|r(t)\| \quad (2.25)$$

Или в более компактном виде:

$$\int \|R(x, t)\| dx = \|r(t)\| \quad (2.26)$$

В полученной формуле $\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{t})$ входит, как скаляр, тогда как в действительности ранг этой функции может быть разным. Он должен совпадать с рангом волновой функции частицы, в отношении которой применяется редукционная функция. Вообще, логично предположить, что редукции подвергаются не только пространственные распределения частицы, но и её спиновые состояния, что мы и учли выше в уравнении эволюции. Поэтому конечная функция, связывающая редукционную функцию с глубиной, будет выглядеть так:

$$\sum_{i=1}^{2s+1} \int \|R_i(x, t)\| dx = \|r(t)\| \quad (2.27)$$

Знак суммы обозначает суммирование по спиновым состояниям.

Мы определили механизм редукции и условия её возникновения. Можно ли остановиться на этом? Для этого проведём мысленный эксперимент. Представим себе, что у нас есть два атома водорода, находящиеся в возбуждённом состоянии. Это означает, что магнитные моменты их электронных оболочек не равны нулю (**рисунок 8**).

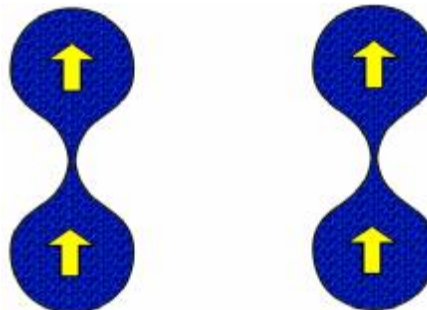


Рис.8.

Безусловно то, что атомы взаимодействуют между собой, а значит, согласно нашей теории, электронные оболочки этих атомов должны подвергаться редукции. Во втором постулате мы утверждали, что редукция случайна. Значит, она может изменить волновые состояния электронных оболочек произвольным образом. Это может привести к тому, что магнитные моменты атомов изменятся произвольным образом (**рисунок 9**).

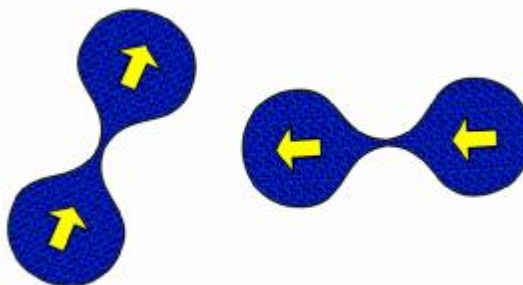


Рис.9.

То есть, случайная редукция может привести к изменению полного момента системы. Как известно, закон сохранения момента является одним из самых тоталитарных законов физики. Поэтому мы будем считать, что **результатом редукции не может быть изменение полного момента системы**. Похожие рассуждения приводят к выводу о том, что **результатом редукции не может являться изменение полного импульса, полной энергии, полного тока... замкнутой системы**. Выше мы выразили это в форме постулата 3.

Мы считаем, что процесс редукции случаен, поэтому говорить о какой-то строгой форме функции $\mathbf{R}(\mathbf{x},t)$ довольно сложно, зато можно говорить о том, какой эта функция быть не может. Редукция не может нарушать законы сохранения. Запишем это в математической форме:

$$\sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} (\Psi_i^*(x_i, t) - R_i^*(x_i, t)) \hat{C} (\Psi_i(x_i, t) - R_i(x_i, t)) dx_i = \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} (\Psi_i^*(x_i, t) \hat{C} \Psi_i(x_i, t)) dx_i \quad (2.28)$$

\hat{C} - оператор сохраняющейся величины.

$\Psi_i(x_i, t)$ - функция состояния **i**- той частицы.

$R_i(x_i, t)$ - редуционная функция для **i**- той частицы.

n – количество частиц.

Правая часть уравнения (2.28) - это сумма средних наблюдаемых величин в момент времени **t**. Левая часть уравнения (2.28) означает, что сумма тех же величин после редукиции не изменяется. Под \hat{C} понимается любой оператор (например **E** , **P** , **M**). Уравнение (2.28) является условием, накладываемым на возможные формы функции **R(x,t)**.

Уравнение (2.28) можно упростить, путём раскрытия скобок в левой части и последующего сокращения подобных элементов:

$$\sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} R_i^* \hat{C} R_i dx_i = \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_i^* \hat{C} R_i dx_i + \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} R_i^* \hat{C} \Psi_i dx_i \quad (2.29)$$

Релятивистика

Редукиция должна быть релятивистки согласована. Поясним смысл этого утверждения.

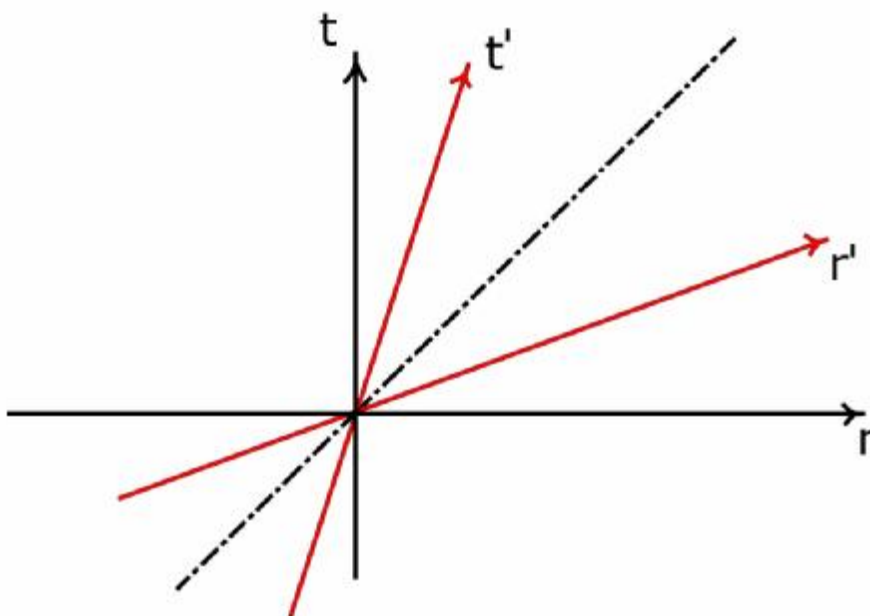


Рис.10.

На **рисунке 10** изображено преобразование Лоренца. Оно определяет, как меняется линия одновременности событий. Мы считаем, что интеграл от редуционной функции равен глубине редукиции, в какой то момент времени. Причём мы интегрируем редуционную функцию по координатам находящимся на одновременной гиперплоскости. Для того, что бы процесс редукиции был релятивистки согласован, нам необходимо потребовать, что бы при преобразование Лоренца интеграл от редуционной функции по произвольной гиперплоскости был равен глубине редукиции которая возможна для лагранжиана находящегося на соответствующей одновременной гиперплоскости.

Мы можем написать вышесказанное в виде следующей формулы:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R(x_0^l, x_1^l, x_2^l, x_3^l) \|dx_1^l dx_2^l dx_3^l = a \|L(x_0^l, x_1^l, x_2^l, x_3^l)\| \quad (3.1)$$

А Лоренцево преобразование координат запишем в виде:

$$x_m^l = \Lambda_m^n x_n \quad (3.2)$$

Теперь перепишем нашу формулу, выражая аргументы функций через преобразование Лоренца:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R(\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a x_a, \Lambda_1^0 t + \Lambda_1^a x_a, \Lambda_2^0 t + \Lambda_2^a x_a, \Lambda_3^0 t + \Lambda_3^a x_a) \|dx_1 dx_2 dx_3 = \\ = a \|L(\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a x_a, \Lambda_1^0 t + \Lambda_1^a x_a, \Lambda_2^0 t + \Lambda_2^a x_a, \Lambda_3^0 t + \Lambda_3^a x_a)\| \end{aligned} \quad (3.3)$$

Λ_m^n - зависит только от углов Лоренца или от быстрот.

Перепишем это уравнение в более короткой форме, а в правую его часть вместо пространственных координат подставим случайный вектор \underline{z} :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R(\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a x_a, \Lambda_b^0 t + \Lambda_b^a x_a) \|dx_1 dx_2 dx_3 = a \|L(\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a z_a, \Lambda_b^0 t + \Lambda_b^a z_a)\| \quad (3.4)$$

Мы считаем, что уравнение должно выполняться для всех возможных углов Лоренца.

В полученное уравнение редукционная функция входит как скаляр. Но электрон – это частица, которая описывается биспинором. Следовательно, для того, чтобы учесть это ее качество, нам необходимо внести в это уравнение элементы, которые отвечают за Лоренцево преобразование биспиноров. Это приводит к нижеследующему уравнению:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R(\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a x_a, \Lambda_b^0 t + \Lambda_b^a x_a) \|dx_1 dx_2 dx_3 = a \|L(\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a z_a, \Lambda_b^0 t + \Lambda_b^a z_a)\| \quad (3.5)$$

Под \bar{a} , понимаются три генератора преобразования Лоренца в спинорном представлении. Так же подразумевается суммирование по спиновым состояниям.

Для фотонного поля нам необходимо внести в уравнение элементы, соответствующие преобразованию Лоренца для частицы со спином единица, что приведет к такому уравнению:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\| e_m \Lambda_m^n B_n (\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a x_a, \Lambda_b^0 t + \Lambda_b^a x_a) \right\| dx_1 dx_2 dx_3 = a \left\| L(\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a z_a, \Lambda_b^0 t + \Lambda_b^a z_a) \right\| \quad (3.6)$$

В частном случае, когда быстроты равны нулю, что соответствует нулевым углам Лоренца, эти уравнения превращаются в уравнение (2.27). Полученное только что уравнение гарантирует то, что принцип определения редукции выполняется во всех инерциальных системах отсчета. Эти уравнения накладывают дополнительные ограничения на возможные формы редукции. Параметры z , в таком случае, не могут быть любыми. Они ограничены теми значениями, которые удовлетворяют уравнениям.

Выполнение законов сохранения

Написанное выше – это еще не все ограничения на возможные формы редукционной функции. Как известно, законы сохранения работают во всех инерциальных системах отсчета. Поэтому нам необходимо переписать условия сохранения законов сохранения с учетом преобразования Лоренца.

Для скалярной частицы уравнение будет одинаковым для всех инерциальных систем отсчёта, это будет уравнение (2.29).

$$\sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} R_i^* \hat{C} R_i dx_i = \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_i^* \hat{C} R_i dx_i + \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} R_i^* \hat{C} \Psi_i dx_i \quad (4.1)$$

Как и ранее, интегрирование происходит по произвольной одновременной гиперплоскости. Уравнение должно выполняться при любых параметрах быстроты. Теперь запишем это уравнение для биспинора с учетом его Лоренц-преобразования.

$$\sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R_i^* \hat{C} e^{-\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R_i dx_i = \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} \Psi_i^* \hat{C} e^{-\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R_i dx_i + \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R_i^* \hat{C} e^{-\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} \Psi_i dx_i \quad (4.2)$$

Подобные уравнения можно написать для фотонного поля.

$$\sum_{j=1}^m \int_{-\infty}^{+\infty} (e_m \Lambda_m^n B_n^j)^* \hat{C} (e_m \Lambda_m^n B_n^j) dx_j = \sum_{j=1}^m \int_{-\infty}^{+\infty} (e_m \Lambda_m^n A_n^j)^* \hat{C} (e_m \Lambda_m^n B_n^j) dx_j + \sum_{j=1}^m \int_{-\infty}^{+\infty} (e_m \Lambda_m^n B_n^j)^* \hat{C} (e_m \Lambda_m^n A_n^j) dx_j \quad (4.3)$$

В этой формуле индекс j обозначающий номер фотона перенесён в верх для удобства.

Так как энергия, импульс, момент... реальной системы являются суммами соответствующих энергий, импульсов, моментов различных частиц, то конечная формула будет выглядеть как сумма формул (4.2) и (4.3):

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^m \int_{-\infty}^{+\infty} (e_m \Lambda_m^n B_n^j)^* \hat{C} (e_m \Lambda_m^n B_n^j) dx_j + \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R_i^* \hat{C} e^{-\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R_i dx_i = \\ & = \sum_{j=1}^m \int_{-\infty}^{+\infty} (e_m \Lambda_m^n A_n^j)^* \hat{C} (e_m \Lambda_m^n B_n^j) dx_j + \sum_{j=1}^m \int_{-\infty}^{+\infty} (e_m \Lambda_m^n B_n^j)^* \hat{C} (e_m \Lambda_m^n A_n^j) dx_j + \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$+ \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{c}{2}\bar{a}\bar{n}} R_i^* \hat{C} e^{-\frac{c}{2}\bar{a}\bar{n}} \Psi_i dx_i + \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{c}{2}\bar{a}\bar{n}} \Psi_i^* \hat{C} e^{-\frac{c}{2}\bar{a}\bar{n}} R_i dx_i$$

\hat{C} – это оператор сохраняющейся величины.

Написанные уравнения следует считать в известной степени общими, потому как вычисление момента, например, для фотона, производится через импульсное представление, мы здесь опустили все эти подробности, ограничившись лишь констатацией того, что необходимо вычислить энергию фотонного поля. Мы также понимаем под \hat{C} оператор соответствующей сохраняющейся величины, а также подразумеваем, что форма оператора, например, момента, для фотона и для электрона различны.

Траектории

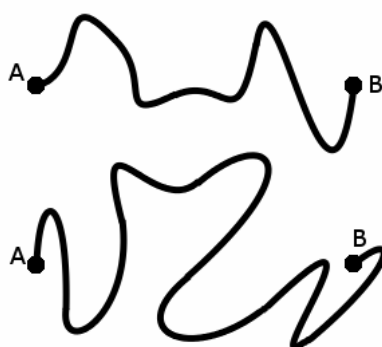


Рис. 11.

На **рисунке 11** показаны разные траектории, которым соответствуют разные вероятности, но в отличие от обычного для квантовой механики понимания, эти траектории не стоят в суперпозиции и являются различными реализациями процесса. Эти траектории различны, реализована только одна из них, а вероятность, соответствующая этой траектории, есть вероятность того, что весь процесс произошёл именно так.

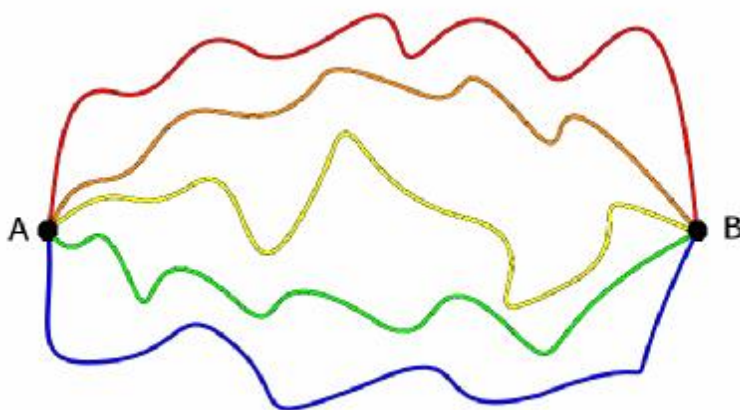


Рис. 12.

А в случае на **рисунке 12** одна частица могла разными путями прийти из А в В. Сложение вероятностей допустимо только тогда, когда нас интересует, что частица из А попала в В. Но при этом частица прошла по одному из двух возможных путей. В классической квантовой механике считается, что частица одновременно шла по обоим

путям. Излагаемая интерпретация допускает процесс, подобный классической квантовой механике, но такой процесс возможен только тогда, когда сила редукции была достаточно слабой; говоря иначе, когда противодействие среды было малым.

При таком взгляде на порядок вещей пропадает проблема измерения. Представим себе ситуацию таким образом: например, состояние частицы, достаточно размыто для того, чтобы можно было говорить о том, что она находится одновременно в двух местах. Мы хотим произвести измерение положения частицы, для этого мы будем использовать какой-то прибор. Этот прибор, зарегистрировав частицу в одном месте, перейдет в одно состояние, а, зарегистрировав её в другом, перейдет в другое. Прибор достаточно большой, в том смысле, что он состоит из большого числа частиц. С точки зрения классической квантовой механики этот прибор перейдет в состояние суперпозиции двух состояний, соответствующих различным положениям частицы в пространстве. Но в предлагаемой интерпретации можно говорить о следующем процессе: как только мы начнём подводить прибор к частице, в нём начнут развиваться два состояния, а, точнее говоря, этот прибор начнёт переходить в состояние суперпозиции этих двух состояний. Но параллельно с ним пойдет процесс редукции, вызванный тем, что появится различие в реальном состоянии прибора и тем, которое могло бы быть, если бы измеряемая частица отсутствовала. Это приведет к тому, что состояние частицы начнёт изменяться случайным образом, но при этом наиболее стабильными окажутся те положения частицы, которым соответствует максимум квадрата волновой функции (поэтому квадрат волновой функции и проявляет себя как вероятность, но на самом деле является характеристикой поля частицы).

Точно такой же процесс будет происходить и с прибором, потому что прибор начнёт изменять состояние частицы и возникнет различие между тем состоянием, в котором частица могла находиться при отсутствии прибора и тем, в котором она реально находится при его присутствии. Это тоже вызовет противодействие со стороны частицы, и в состоянии прибора также начнётся процесс отбора самого стабильного состояния. Но конечно противодействие частицы по отношению к прибору следует считать чисто теоретическим, поскольку прибор состоит из невообразимого количества частиц, в то время как измеряемая частица всего одна...

Пример

Продemonстрируем нашу теорию на таком примере:

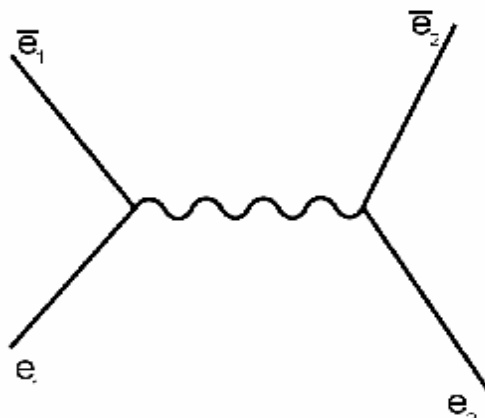


Рис.13.

Опишем этот процесс. После аннигиляции $e_1\bar{e}_1$ образуется виртуальный фотон, для которого не выполняется условие:

$$k_0^2 = k_i k_i \quad (5.1)$$

Он не лежит на массовой поверхности. Сам процесс аннигиляции произошел с какой-то вероятностью, следовательно, состояние системы перешло в суперпозицию двух состояний. Все возможные конфигурации $e_1\bar{e}_1$ и все возможные виртуальные фотоны(рис.14).

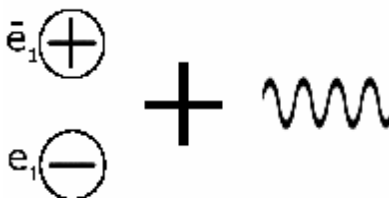


Рис.14.

Это означает, что в пространстве и времени одновременно существует еще не проаннигилировавшие $e_1\bar{e}_1$ и результат их аннигиляции γ . Это означает, что:

$$aE_{e_1\bar{e}_1} + bE_\gamma = E \quad (5.2)$$

Энергия начального состояния E теперь равна сумме энергий двух состояний. Она состоит из энергии $E_{e_1\bar{e}_1}$, ещё не проаннигилировавших электрона (e_1) и позитрона (\bar{e}_1), и энергии E_γ виртуального фотона (γ), образовавшегося в результате их аннигиляции. Энергии $E_{e_1\bar{e}_1}$ и E_γ умножены на вес их состояний (a и b это амплитуды соответствующих состояний). В дальнейшем процесс будет развиваться так: либо, фотон (γ) превращается в новую электрон-позитронную пару ($e_2\bar{e}_2$), либо, фотон (γ) просто продолжает распространяться дальше. Следовательно, последующее состояние разобьется на следующую суперпозицию состояний (рис.15):



Рис.15.

Каждому из этих состояний соответствует какой-то вес, а для энергий:

$$aE_{e_1\bar{e}_1} + bE_\gamma + cE_{e_2\bar{e}_2} = E \quad (5.3)$$

Это значит, что сумма энергий всех состояний с соответствующими им весами равна сумме начальных энергий электрона и позитрона. Если этот процесс происходит в какой-то среде, например, фотоэмульсии (а при измерении этого процесса так и будет). То, в таком случае, все участвующие в процессе частицы будут воздействовать на частицы среды и менять их состояния, что будет приводить к тому, что эти частицы будут стремиться сократить степень этого воздействия, а прямым следствием этого станет редукция всего описываемого процесса. Следствием редукции станет отбор состояний (самых устойчивых). Но не любых, а только тех, для которых средняя энергия равна

начальной энергии (конечно, должны сохраняться и все другие сохраняющиеся величины – момент, импульс, ток... но мы, дабы не загромождать рассуждения, пока касаемся только энергии). Конечным результатом редукции не может быть виртуальный фотон, так как очевидно, что это приведет к не сохранению энергии (энергия γ всегда будет больше энергии $E_{e\bar{e}}$, суммарная энергия всей системы после такой редукции будет больше начальной энергии). Но так как мы учли в уравнениях сохранение энергии, то такая редукция невозможна. Также можно добавить, что редукция будет тем сильнее, чем сложнее состояние; по мере упрощения состояния сила редукции будет убывать. Поэтому статистически более вероятно, что процесс редуцируется до состояния:



Рис.16.

Дальнейшая редукция может привести только к актуализации одного из этих состояний изображённых на рисунке 16.

Коллективная редукция

Кроме всего выше сказанного мы должны обсудить ещё один вопрос: возможна ли «коллективная редукция»? То есть, возможно, ли чтобы редукции подвергалась не одна частица, а кластер частиц, ведущий себя как единое целое. Например, волновая функция атома подвержена редукции сама по себе или редукции подвержены только отдельные частицы, из которых состоит атом? Можно, наверное, ещё выразиться и так: есть ли какой-то вклад в редукцию отдельных частей целого от той неопределенности, которую целое создаёт как целое?

Попробуем разобраться таким образом (рисунок 17):

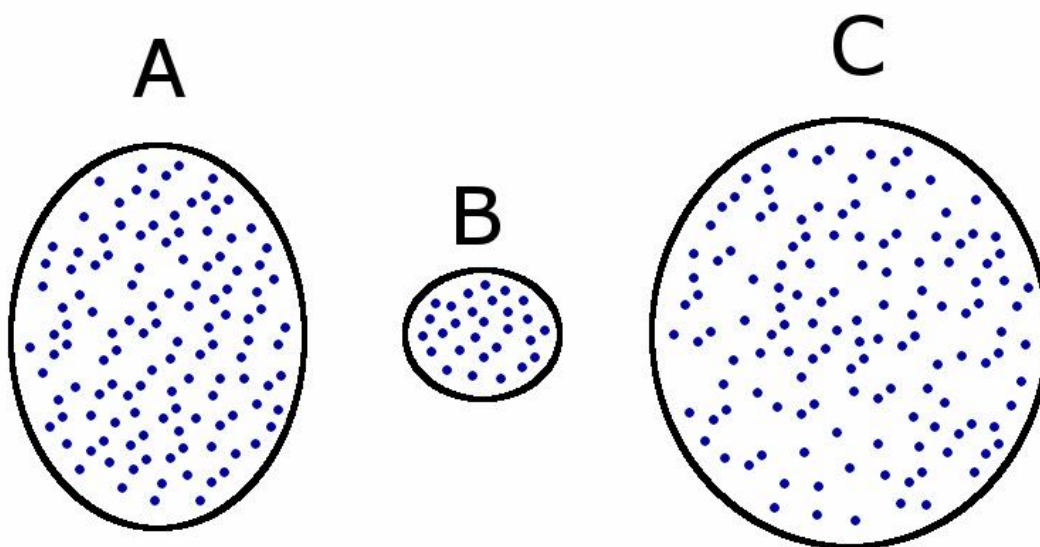


Рис. 17.

На **рисунке 17** изображены три кластера частиц. Эти кластеры каким-то образом взаимодействуют между собой. Предположим, что кластеры **A** и **C** притягиваются к кластеру **B** и отталкиваются друг от друга. Ещё представим, что эта система устойчива. В каждом из этих кластеров, скажем, по **100** частиц. А теперь зададимся таким вопросом: что произошло бы с этой системой, если бы в кластере **B** перестала существовать одна частица? Наверное, можно утверждать, что это не привело бы к существенным изменениям во всей системе, а это означает, что сила, с которой вся система будет противодействовать отдельной частице, будет маленькой. А из этого следует, что редукция будет происходить только на масштабе отдельных частиц, и в случае кластеров из **100** частиц неопределённости будут развиваться неограниченно. Следовательно, отдельный кластер необходимо рассматривать как самостоятельный объект. **Глубина редукции кластера определяется теми изменениями, которые могли бы наступить при его мнимом отсутствии.** Что же касается частиц, то они редуцируют, как по отдельности, так и в составе тех кластеров, в которых они участвуют.

Поэтому уточним наш принцип следующим утверждением: **глубина редукции отдельной частицы зависит от ее собственного окружения и от окружения кластера, в котором она участвует** (в частном случае кластер может состоять из одной частицы). Но такое определение нуждается в уточнении того, каким образом происходит разделение среды на кластеры?

Наверное, кластером можно назвать коллектив частиц, в котором каждая частица необходима для существования этого кластера. «Необходима» означает, что исчезновение этой частицы приведёт к сильному изменению состояния частиц внутри этого кластера. Понятно, что: сильно, слабо, много, мало – категории человеческого мышления, и мы используем их здесь для простоты. Теперь попробуем определить всё сказанное количественно.

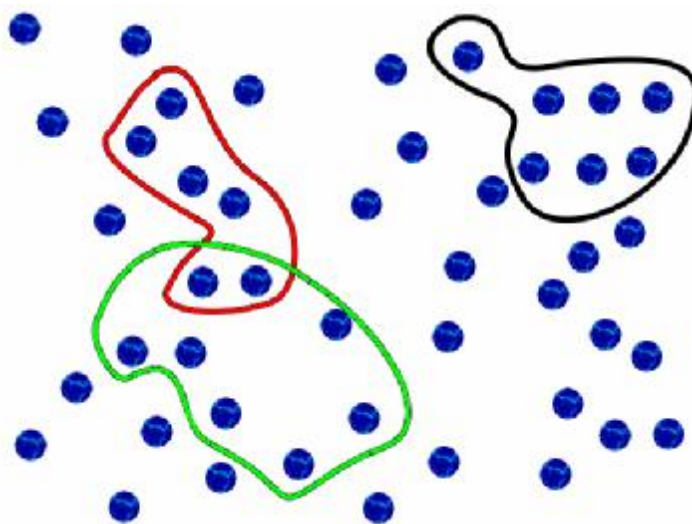


Рис. 18.

На **рисунке 18** изображено разбиение среды на три произвольных кластера. Предположим, что мы будем вынимать одну частицу и смотреть, как изменилось состояние каждой из оставшихся частиц по отдельности. Пускай, все частицы пронумерованы, и мы можем записать следующую матрицу-строку:

$$(v_{14}, v_{24}, v_{34}, v_{44}, \dots, v_{j-14}, v_{j4}, v_{j+14}, \dots, v_{m4}) \quad (6.1)$$

$v_{2,4}$ - это число характеризует изменение частицы **2** при исчезновении частицы **4**. Этот ряд для произвольной частицы будет выглядеть так:

$$(v_{1i}, v_{2i}, v_{3i}, v_{4i}, \dots, v_{j-1i}, v_{ji}, v_{j+1i}, \dots, v_{mi}) \quad (6.2)$$

$v_{i,j}$ – это мера того, как изменилось состояние **i** – ой частицы при изменении **j** – ой частицы.

В более полной мере мы можем записать следующую матрицу:

$$M = \begin{bmatrix} v_{11} & v_{12} & v_{13} & v_{14} & \cdot & \cdot & \cdot & v_{1m} \\ v_{21} & v_{22} & v_{23} & v_{24} & \cdot & \cdot & \cdot & v_{2m} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ v_{n1} & v_{n2} & v_{n3} & v_{n4} & \cdot & \cdot & \cdot & v_{nm} \end{bmatrix} \quad (6.3)$$

Эта матрица даёт нам информацию о том, как повлияло бы удаление одной из частиц на все остальные.

Теперь поговорим более подробно о **рисунке 18**. Каким образом мы можем разбить его на кластеры? Мы не можем сделать это произвольным образом – это внесёт в нашу теорию большую долю субъективности. Нам необходима какая-то строго количественная оценка. Как было сказано раньше, кластером мы называем коллектив частиц, каждая из которых играет свою роль в поддержании состояния этого кластера. Обозначим кластер так **K(n)** **n** – это число частиц, входящих в кластер. Количество частиц на **рисунке 18** ограничено. Это означает, что количество всех возможных разбиений на кластеры тоже ограничено. Пусть каждый кластер будет пронумерован. Номер у каждого кластера будет однозначным и будет задаваться номерами частиц, входящих в него (сами частицы мы не можем пронумеровать в силу свойства квантовой тождественности, зато мы можем пронумеровать волновые функции - это не изменит дальнейшей логики рассуждений.). Кроме всего прочего введём ещё такую величину «мера связанности кластера», обозначим её буквой **q**. Для того, что бы вычислить **q**, нам необходимо перемножить все **v**, входящие в этот кластер. Выглядеть это будет так: из матрицы **M** выбираются только те элементы **v**, которые относятся к тем частицам, которые входят в произвольно выбранный кластер. После чего все **v** перемножаются, а получившееся в результате число есть **q**. То есть:

$$q(n) = f(K(n), M)$$

Таким образом, мы можем вычислить связность любого произвольного кластера.

Теперь определим, что **q** является величиной, влияющей на силу редукции кластера. Чем больше **q**, тем больше сила редукции. Каждая частица подвержена процессу редукции не только сама по себе, но и участвуя в различных кластерах.

Проанализируем всё сказанное о кластерах на простых качественных примерах.

Предположим, что существует какая-то группа частиц, а в удалении от неё ещё одна частица. Как мы уже сказали, разбиение на кластеры произвольно. Выберем один многосвязанный кластер, в состав которого входят частицы из основной массы и одна

частица, находящаяся вдалеке от них (**Рис. 19 А**). Произведём следующее рассуждение: что случится со всеми частицами кластера, если мы удалим частицу, находящуюся вдалеке от всех остальных. Так как она находится вдалеке и не с чем непосредственно не взаимодействует, то никаких изменений в поведении остальных частиц не будет. Следовательно, число связности выбранного кластера будет равно нулю (в силу того, что в произведение чисел $\mathbf{v}_{i,j}$ будет хотя бы одно равное нулю). А это означает, что сила редукции такого кластера тоже будет равна нулю.

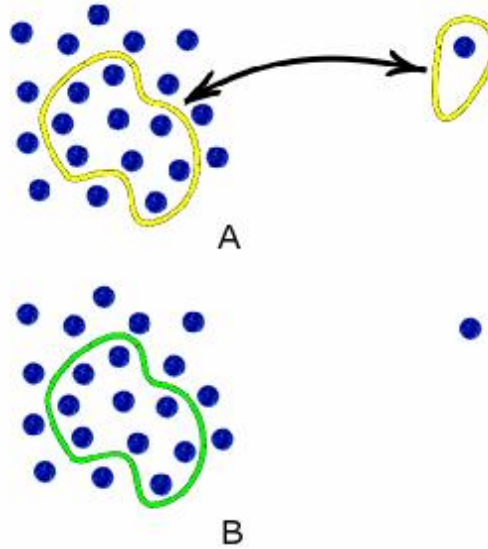


Рис. 19.

Теперь сделаем точно такие же рассуждения для односвязного кластера (**Рис. 19 В**). В этот кластер не входит отдалённая частица, а значит, в расчёт \mathbf{q} , не войдёт умножение на соответствующий этой частице коэффициент $\mathbf{v}_{i,j}$ и, следовательно, \mathbf{q} не будет равно нулю.

Общая картина процессов будет выглядеть так: любое множество частиц разбито на всевозможные кластеры и все эти кластеры существуют одновременно. Для каждой отдельной частицы сила редукции определяется суммой редукции всех кластеров, в которых она участвует.

В частном случае отдельная частица тоже является кластером.

Вывод

Теперь мы можем подвести итоги. Мы описали условия возникновения редукции и ограничения, накладываемые на её возможные формы. Всё это мы выразили в виде системы уравнений:

$$g_0 \frac{d}{dt} \Psi^i = g_a \left(\frac{d}{dx_a} - e \sum_{j=1}^k (A_m^j - B_m^j) - m \right) (\Psi^i - R^i)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} A_0^j = \frac{d^2}{dx_a^2} (A_a^j - B_a^j) + e \sum_{i=1}^n ((\Psi^i - R^i)^* g_m (\Psi^i - R^i))$$

Эти два уравнения описывают закон эволюции волновых состояний электронов и фотонов. Сама по себе редукционная функция не может быть произвольной, её форма ограничена законами сохранения, что выражено нижеследующим уравнением:

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^m \int_{-\infty}^{+\infty} (e_m \Lambda_m^n B_n^j)^* \hat{C} (e_m \Lambda_m^n B_n^j) dx_j + \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R_i^* \hat{C} e^{-\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R_i dx_i = \\ & = \sum_{j=1}^m \int_{-\infty}^{+\infty} (e_m \Lambda_m^n A_n^j)^* \hat{C} (e_m \Lambda_m^n B_n^j) dx_j + \sum_{j=1}^m \int_{-\infty}^{+\infty} (e_m \Lambda_m^n B_n^j)^* \hat{C} (e_m \Lambda_m^n A_n^j) dx_j + \\ & + \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R_i^* \hat{C} e^{-\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} \Psi_i dx_i + \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} \Psi_i^* \hat{C} e^{-\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R_i dx_i \end{aligned}$$

Дабы не загромождать и без того большую функцию, мы обозначили в виде \hat{C} оператор величины сохранения, и понимаем под этой формулой систему уравнений для разных законов сохранения.

Редукция не возникает просто так, а является мерой того, насколько сильно частицы зависят друг от друга. Степень этой зависимости мы определяем как действие между редуцирующей частицей и всеми остальными частицами. Это действие определяется из функций лагранжа:

$$L_e^i = \overline{\Psi^i} (g_m e \sum_{j=1}^m A_m^j) \Psi^i$$

$$L_f^j = \sum_{i=1}^n (\overline{\Psi^i} g_m e A_m^j \Psi^i)$$

Случайное значение этих функций определяет глубину редукции, а глубина редукции связана с редукционной функцией ниже следующими уравнениями:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\| e^{-\frac{c}{2} \bar{a} \bar{n}} R^i (\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a x_a, \Lambda_b^0 t + \Lambda_b^a x_a) \right\| dx_1 dx_2 dx_3 = a \left\| L_e^i (\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a z_a, \Lambda_b^0 t + \Lambda_b^a z_a) \right\|$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\| e_m \Lambda_m^n B_n^j (\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a x_a, \Lambda_b^0 t + \Lambda_b^a x_a) \right\| dx_1 dx_2 dx_3 = a \left\| L_f^j (\Lambda_0^0 t + \Lambda_0^a z_a, \Lambda_b^0 t + \Lambda_b^a z_a) \right\|$$

В последних уравнениях параметр \mathbf{a} является константой. Определить её величину можно, например, проведя расчёт эволюции волновых состояний численными методами и сравнить их с экспериментом...

Написанные уравнения только ограничивают формы редукционной функции, во всём остальном она является случайной величиной.

Все приведённые уравнения получены из трёх утверждений:

1. Глубина редукции частицы зависит от того, какие изменения могли бы наступить при ее мнимом отсутствии.
2. Редукция случайна.
3. Редукция не меняет средние значения сохраняющихся величин.

Автор выражает признательность доктору философских наук Виктору Никифоровичу Панибратову за ознакомление с рукописью и хороший отзыв о ней, а также благодарен доктору физ.-мат. наук Ивану Андреевичу Митропольскому за доступное объяснение механизма публикации научных статей.

Литература

1. В.Н.Грибов. *Квантовая электродинамика*. Ижевск.: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.
2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. *Квантовая механика*. М.: Наука, 1974..
3. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. *Квантовая электродинамика*. М.: Наука, 1980.
4. А.И.Ахиезер, В.Б Берестецкий. *Квантовая электродинамика*. М.: Наука, 1969.
5. Р.Фейман. *Теория фундаментальных процессов*. М.: Наука, 1978.
6. А.А.Богуш. *Введение в калибровочную полевую теорию электрослабых взаимодействий*. М.: Едиториал УРСС, 2003.
7. Л.Б.Окунь. *Лептоны и кварки*. М.: Наука, 1981.
8. Л.Б.Окунь. *Физика элементарных частиц*. М.: Наука, 1988.
9. М.В.Садовский. *Лекции по квантовой теории поля*. Москва-Ижевск.: Институт компьютерных исследований, 2003.
10. Ф.Бопп. *Введение в физику ядра, адронов и элементарных частиц*. М.: Мир, 1999.
11. С.Вейнберг. *Гравитация и космология*. М.: Мир, 1975.
12. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. *Теория поля*. М.: Наука, 1973.
13. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. *Механика*. М.: Наука, 1973.
14. К.Н.Мухин. *Экспериментальная ядерная физика. Том 1*. М.: Атомиздат, 1974.
15. К.Н.Мухин. *Экспериментальная ядерная физика. Том 2*. М.: Атомиздат, 1974.
16. Ф.Индурайн. *Квантовая хромодинамика*. М.: Мир, 1986.
17. И.Пригожин, И.Стенгерс. *Время хаос квант*. М.: Эдиториал УРСС, 2000.
18. Д.И.Блохинцев. *Основы квантовой механики*. М.: Высшая школа, 1963.
19. Ч.Мизнер, К.Торн, Дж.Уилер. *Гравитация. Том 3*. Айнштайн, 1997.