Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Д. А. Славнов, Локальность и необратимость времени в квантовых процессах, *ТМФ*, 2014, том 179, номер 3, 291–302

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf8616>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.172.240.79

26 апреля 2023 г., 17:31:18

© 2014 г.

Д. А. Славнов*

ЛОКАЛЬНОСТЬ И НЕОБРАТИМОСТЬ ВРЕМЕНИ В КВАНТОВЫХ ПРОЦЕССАХ

Обсуждаются проблемы, которые возникают в трех очень разных физических процессах: рассеяние электрона на ядре, эксперимент с отсроченным выбором, космологический Большой взрыв. Описывается роль мягких и супермягких фотонов в решении возникающих проблем.

Ключевые слова: алгебраический подход, темное поле, отсроченный выбор, Большой взрыв.

DOI: 10.4213/tmf8616

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема локальности и необратимости времени давно волнует физическое общество. Достаточно вспомнить знаменитые дебаты между Эйнштейном и Бором в первой половине прошлого века. В настоящее время к этим проблемам возродился повышенный интерес. С одной стороны, это связано с физикой квантовой информации (см., например, книгу [1]). Такое явление, как квантовая телепортация, трудно согласовать с представлением о локальности всех взаимодействий. Аналогичным образом, различные явления, связанные с так называемым отсроченным выбором, трудно согласовать с представлением о необратимости времени. С другой стороны, проблема необратимости времени актуальна в космологии, которая сейчас интенсивно развивается.

Проблема локальности и необратимости времени волновала физиков и в доквантовую эпоху. С возникновением квантовой физики положение еще больше обострилось. На наш взгляд, в первую очередь это связано с тем, что традиционный математический аппарат квантовой механики плохо приспособлен к обсуждению этих проблем. Особенно это относится к базовому понятию квантовой механики – квантовому состоянию. Например, в представлении Гейзенберга вектор квантового состояния не зависит ни от времени, ни от пространственных координат. И вообще по своей физической сущности квантовое состояние связано со средним значением наблюдаемых величин. Экспериментальное получение этих значений сопряжено

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.
E-mail: slavnov@goa.bog.msu.ru

с измерениями, производимыми либо в различных точках пространства, либо в различные моменты времени. Кроме того, для набора статистики направление течения времени совершенно безразлично.

Гораздо лучше для обсуждения интересующих нас проблем приспособлен так называемый алгебраический подход (см., например, монографии [2], [3]). В этом подходе базовым понятием является локальная наблюдаемая $\hat{A}(\mathcal{O})$. Это характеристика исследуемой системы, для которой можно получить численное значение, производя определенного вида измерение в некоторой ограниченной области $\mathcal{O}$ четырехмерного пространства-времени $\mathcal{M}$.

В настоящей статье мы будем ориентироваться на специальный вариант алгебраического подхода, описанный в статьях [4]–[8]. Феноменологическое обоснование принятых в этом подходе аксиом можно найти в статье [4]. Здесь будут приведены только окончательные формулировки основных из этих аксиом.

2. БАЗОВЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ИСПОЛЬЗУЕМОГО ПОДХОДА

ПОСТУЛАТ 1. Наблюдаемые $\hat{A}$ физической системы являются эрмитовыми элементами некоторой C^* -алгебры $\mathfrak{A}$.

Множество наблюдаемых будем обозначать через $\mathfrak{A}_+$ (здесь $\mathfrak{A}_+ \subset \mathfrak{A}$).

Что такое физическая система, интуитивно более или менее ясно. Чтобы внести полную определенность, под термином физическая система мы будем подразумевать определенное множество $\mathcal{O}$ точек пространства $\mathcal{M}$ и некоторое множество $\mathfrak{A}_+(\mathcal{O})$ наблюдаемых, заданных на множестве $\mathcal{O}$. Соответственно, подсистема – это некоторое подмножество $\mathcal{O}'$ множества $\mathcal{O}$ и некоторое подмножество $\mathfrak{A}'_+(\mathcal{O}')$ множества $\mathfrak{A}_+(\mathcal{O})$ системы. При этом не предполагается, что подсистемы как-то изолированы друг от друга. Они могут перекрываться. Обратим внимание на то, что точки пространства $\mathcal{M}$ наблюдаемыми не являются.

Классические и квантовые системы различаются тем, что в классических системах все наблюдаемые совместимы (одновременно измеримы). В квантовых системах есть как совместимые, так и несовместимые наблюдаемые.

ПОСТУЛАТ 2. Множество совместимых наблюдаемых является действительной ассоциативной коммутативной алгеброй. Наоборот, если наблюдаемые принадлежат некоторой действительной ассоциативной коммутативной алгебре, то они совместимы.

Квантовая система может иметь классические подсистемы. Каждая C^* -алгебра $\mathfrak{A}$ имеет максимальную коммутативную подалгебру $\mathfrak{Q}$. Если алгебра $\mathfrak{A}$ коммутативна, то она сама является максимальной коммутативной подалгеброй. Если алгебра $\mathfrak{A}$ некоммутативна, то она имеет бесконечно много максимальных коммутативных подалгебр $\mathfrak{Q}_\xi$. Индекс ξ отличает одну такую алгебру от другой.

Численное значение A наблюдаемой $\hat{A}$, полученное в эксперименте, определяется состоянием исследуемой системы. Здесь и далее наблюдаемые обозначаются латинскими буквами со шляпкой, а их значения – той же буквой без шляпки.

Опыт показывает, что если система классическая, то сумме наблюдаемых соответствует сумма полученных значений, а произведению наблюдаемых – произведение значений. Это означает, что для классической системы результаты измерений

являются гомоморфным отображением алгебры наблюдаемых в множество действительных чисел. Для коммутативной C^* -алгебры такое отображение называется характером алгебры [9]. Характер подалгебры $\mathfrak{Q}_\xi$ будем обозначать как $\varphi_\xi(\cdot)$.

Отображение

$$\hat{A} \rightarrow A_\xi = \varphi_\xi(\hat{A}), \quad \hat{A} \in \mathfrak{Q}_\xi,$$

задает линейный мультипликативный функционал на алгебре $\mathfrak{Q}_\xi$. С точки зрения результатов измерений наблюдаемых классической системы характер полностью описывает состояние системы.

Для квантовой системы каждая наблюдаемая $\hat{A}$, которая принадлежит множеству $\mathfrak{A}_+ \subset \mathfrak{A}$, одновременно принадлежит какой-нибудь максимальной коммутативной подалгебре $\mathfrak{Q}_\xi$. Поэтому для фиксации значений всех наблюдаемых квантовой системы достаточно зафиксировать набор $\varphi = [\varphi_\xi]$ характеров $\varphi_\xi(\cdot)$, по одному для каждой подалгебры $\mathfrak{Q}_\xi$. Назовем такой набор элементарным состоянием и примем следующий постулат.

ПОСТУЛАТ 3. Результат измерения любой наблюдаемой физической системы определяется ее элементарным состоянием.

Отметим, что из всего набора $\varphi = [\varphi_\xi]$, описывающего элементарное состояние, экспериментально можно найти только один функционал, например $\varphi_\eta(\cdot)$. Для одновременного нахождения большего числа функционалов обязательно потребовалось бы производить несовместимые измерения. В связи с этим полезно ввести понятие класса $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ элементарных φ_η -эквивалентных состояний $\varphi = [\varphi_\xi]$. Этот класс состоит из элементарных состояний, для которых функционал $\varphi_\eta(\cdot) \in \varphi \in \{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ один и тот же. Все другие функционалы $\varphi_\xi(\cdot)$ в различных элементах класса друг с другом не связаны. Таким образом, самое большое, что мы можем узнать об элементарном состоянии, это тот факт, что оно принадлежит некоторому классу эквивалентности.

Для измерения значений различных наблюдаемых требуются различные измерительные приборы. Эти приборы могут быть несовместимыми друг с другом. Постулат 3 утверждает, что элементарное состояние определяет результат любого измерения. Чтобы быть последовательным, следует считать элементарное состояние объективной характеристикой исследуемой системы, не зависящей от измерительного прибора. В противоположность этому результат измерения (показание прибора), конечно, может зависеть от свойств прибора. Чтобы свести к минимуму эту зависимость, используется процедура калибровки прибора.

Отметим, что наблюдаемая $\hat{A}$ может одновременно принадлежать нескольким подалгебрам $\mathfrak{Q}_\xi$. В этом случае мы не будем требовать, чтобы обязательно выполнялось равенство

$$\varphi_\xi(\hat{A}) = \varphi_{\xi'}(\hat{A}), \quad \text{если} \quad \hat{A} \in \mathfrak{Q}_\xi \cap \mathfrak{Q}_{\xi'}, \quad \varphi_\xi(\cdot) \in \varphi, \quad \varphi_{\xi'}(\cdot) \in \varphi. \quad (1)$$

В статье [4] показано, что в общем случае калибровка прибора не позволяет добиться выполнения этого условия. Если для некоторого элементарного состояния φ равенство (1) выполняется для всех $\mathfrak{Q}_\xi$, содержащих наблюдаемую $\hat{A}$, то будем говорить, что элементарное состояние φ стабильно на наблюдаемой $\hat{A}$.

Класс φ_η -эквивалентных элементарных состояний, стабильных на всех наблюдаемых $\hat{A} \in \mathfrak{Q}_\eta$, обладает физическими свойствами, которые приписываются в стандартном подходе квантовому состоянию. Это является основанием объявить этот

класс квантовым состоянием $\Psi_{\varphi_\eta} = \{\varphi\}_{\varphi_\eta}$. С другой стороны, отдельные элементарные состояния, входящие в класс $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$, обладают всеми признаками элементарных событий колмогоровской теории вероятностей [10], [11]. Поэтому среднее значение наблюдаемой $\hat{A} \in \mathfrak{Q}_\xi$ по классу эквивалентности $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ естественным образом задается стандартной формулой теории вероятностей:

$$\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{A}) = \int_{\varphi \in \Psi_{\varphi_\eta}} P_{\hat{A}}(d\varphi) \varphi_\xi(\hat{A}), \quad (2)$$

где

$$P_{\hat{A}}(d\varphi) = P(\varphi: \varphi_\xi(\hat{A}) \leq A + dA) - P(\varphi: \varphi_\xi(\hat{A}) \leq A).$$

Здесь $P(\varphi)$ – вероятностная мера на классе $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ (подробности см. в работе [4]). Чтобы формула (2) действительно описывала квантовое среднее, вероятностная мера $P(\varphi)$ должна быть такой, что справедлив следующий постулат.

ПОСТУЛАТ 4. Вероятностное распределение в классе эквивалентности, соответствующем квантовому состоянию, таково, что правая часть равенства (2) не зависит от ξ и задает линейный функционал на алгебре $\mathfrak{A}$.

В статье [4] показано, что такое распределение существует. Имея C^* -алгебру $\mathfrak{A}$ и линейный положительный нормированный функционал $\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{A})$ на ней, можно с помощью канонической конструкции Гельфанда–Найма–Сигала (см., например, книги [2], [12]) построить представление этой алгебры в гильбертовом пространстве. Другими словами, построить гильбертово пространство $\mathfrak{H}$, в котором каждому элементу $\hat{A} \in \mathfrak{A}$ соответствует линейный оператор $\Lambda(\hat{A})$, действующий в пространстве $\mathfrak{H}$, а квантовому среднему $\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{A})$ отвечает математическое ожидание $\langle \hat{A} \rangle = \langle \Phi | \Lambda(\hat{A}) | \Phi \rangle$, где $|\Phi\rangle \in \mathfrak{H}$ – соответствующий вектор гильбертова пространства.

Таким образом воспроизводится в данном подходе стандартный математический аппарат квантовой механики. Однако область применимости этого аппарата естественным образом ограничивается. Теперь он пригоден для вычисления средних значений наблюдаемых по ансамблям, соответствующим квантовым состояниям, но может оказаться непригодным для исследования свойств индивидуальных событий.

3. ЛОКАЛЬНОСТЬ

В этом разделе обсудим свойства локальности трех базовых элементов нашего подхода к квантовой механике: наблюдаемая, квантовое состояние, элементарное состояние. Под локальностью будем понимать свойство сосредоточенности рассматриваемого объекта в некоторой ограниченной области $\mathcal{O}$ пространства $\mathfrak{M}$.

Начнем с наблюдаемой. Операционно наблюдаемую можно определить как некоторую измерительную процедуру, в результате использования которой можно получить определенное численное значение. Здесь возможны два варианта. В определение измерительной процедуры вводится условие, что измерение должно производиться в заданной ограниченной области $\mathcal{O}$ пространства $\mathfrak{M}$. Такое условие можно наложить для конкретного измерения. В этом случае наблюдаемая будет обладать свойством локальности. Опыт квантовой теории поля подсказывает, что область $\mathcal{O}$

сводить к точке в пространстве $\mathcal{M}$ нельзя. В лучшем случае функциональную зависимость от координаты в пространстве $\mathcal{M}$ можно понимать в духе теории обобщенных функций. Это вполне соответствует операционному определению наблюдаемой, поскольку измерительную процедуру в точке физически осуществить нельзя.

Возможен другой вариант. В определении измерительной процедуры условие сосредоточенности в фиксированной области $\mathcal{O}$ не налагается. Тогда соответствующая наблюдаемая свойством локальности обладать не будет. Такое определение подходит для нахождения среднего значения соответствующей наблюдаемой. В этом случае мы должны произвести много измерений. Они обязательно будут производиться либо в разных точках пространства, либо в разные моменты времени. В идеале для нахождения точного среднего значения нужно произвести бесконечно много измерений. Соответственно, любая ограниченная область $\mathcal{O}$ будет непригодна.

С вычислением средних значений теснейшим образом связано квантовое состояние. Как сказано в предыдущем разделе, квантовое состояние, с одной стороны, можно определить как вектор в гильбертовом пространстве, а с другой стороны, как класс эквивалентности элементарных состояний. Последний формируется по признаку совпадения значений некоторых наблюдаемых. Этот признак никак не связан с областью в пространстве $\mathcal{M}$, в которой получены в результате измерения эти значения. Поэтому класс эквивалентности существует вне рамок пространства и времени. Гильбертово пространство – это математическое понятие, которое также существует вне рамок пространства и времени. Таким образом, квантовое состояние никаким локальным свойством не обладает.

Здесь можно возразить, что квантовое состояние не обязательно связывать с каким-нибудь ансамблем. Например, можно утверждать, что в одиночном невозбужденном атоме водорода электрон находится в основном квантовом состоянии. В действительности даже в одиночном атоме реализуется ансамбль элементарных состояний. Каждому моменту времени соответствует свое элементарное состояние. Они эквивалентны между собой по признаку одинаковости значений энергии и момента импульса. Этот ансамбль реализует вполне репрезентативную выборку из основного квантового состояния. Для вычисления средних значений наблюдаемых безразлично, будем ли мы использовать много разных атомов, находящихся в разных местах, или будем использовать один атом в разные моменты времени. Правда, последний вариант трудно осуществить практически, так как в результате измерения электрон может перейти в другое состояние. В любом случае квантовое состояние нельзя связать с измерениями в какой-то ограниченной области $\mathcal{O}$.

Перейдем теперь к обсуждению локальных свойств элементарного состояния. Элементарное состояние задает отображение множества наблюдаемых исследуемого объекта в множество соответствующих результатов измерения. Каждое конкретное измерение совершается в конечной области $\mathcal{O}$ пространства $\mathcal{M}$. В принципе, в этой области мы можем производить измерения разных наблюдаемых исследуемой системы. Поэтому естественно считать, что, во-первых, элементарное состояние – это свойство этой конкретной системы, во-вторых, элементарное состояние сосредоточено в области $\mathcal{O}$.

Однако, дело обстоит несколько сложнее. Во-первых, одновременно мы можем произвести измерения значений только совместимых наблюдаемых. При этом измерительный прибор возмущит элементарное состояние исследуемого объекта. Если измерение воспроизводимо, то значения измеренных наблюдаемых не изменятся, но

Рис. 1. Диаграммы Фейнмана, описывающие упругое рассеяние электрона (а–в) и тормозное излучение (г–е).

значения других наблюдаемых могут измениться неконтролируемым образом. Образу говоря, элементарное состояние аналогично голографическому изображению объекта, а результат совместимых измерений аналогичен плоскому изображению. При этом каждое измерение возмущает общее голографическое изображение. Поэтому, если мы в дальнейшем попытаемся произвести измерение другой совокупности совместимых наблюдаемых (посмотреть на голографическое изображение с другой стороны), плоское изображение первоначальной голографической картинке не получится.

Чтобы продемонстрировать второе осложнение, опять обратимся к опыту квантовой теории поля. Рассмотрим хорошо изученный процесс рассеяния электрона на ядре (см., например, книгу [13]), который, как обычно, заменим рассеянием электрона на классическом силовом центре. Этому процессу соответствуют диаграммы Фейнмана, изображенные на рис. 1. Прямые линии соответствуют электрону, волнистые – фотону, кружок с крестиком – силовому центру.

Будем интересоваться сечением упругого рассеяния. В первых двух исчезающих порядках теории возмущений в этот процесс дают вклад диаграммы, изображенные на рис. 1а–1в. Диаграммы на рис. 1б, 1в приводят к ультрафиолетовым расходимостям, от которых можно избавиться, используя процедуру перенормировок. Дополнительно диаграмма на рис. 1б приводит к появлению инфракрасных расходимостей. Стандартный метод борьбы с этой трудностью заключается в следующем. Процесс упругого рассеяния электрона экспериментально нельзя отделить от процесса рассеяния электрона, сопровождающегося испусканием тормозных фотонов (см. диаграммы 1г–1е) при условии, что энергия этих фотонов лежит за пределами чувствительности измерительного прибора. Учет таких процессов приводит к ком-

пенсации инфракрасных расходимостей. При этом необходимо учитывать процессы (типа диаграммы 1e) с испусканием сколь угодно большого числа фотонов с ограниченной суммарной энергией. Заметим, что совокупность последних ведет себя подобно классическому электромагнитному полю.

Событие, в котором не зарегистрировано ни одного тормозного фотона, воспринимается нами как упругое рассеяние и дает соответствующий вклад в сечение упругого рассеяния. Оказывается, что получающееся сечение зависит от чувствительности измерительного прибора. При бесконечном росте этой чувствительности сечение упругого рассеяния стремится к нулю. Желательно эту зависимость не прятать под ковер, а отразить в используемой терминологии. Это можно сделать, введя понятия *керна* физической системы и *темное поле*. КERN – это наблюдаемые, поддающиеся измерению, а темное поле – наблюдаемые, не поддающиеся измерению. Непосредственно измерительный прибор реагирует на керн. В приведенном примере к керну можно отнести наблюдаемые электрона. По нашей идеологии результат измерения определяется элементарным состоянием. Отсюда вроде бы следует, что в качестве области локализации элементарного состояния следует принять область локализации керна.

Однако численное значение сечения упругого рассеяния существенным образом зависит от того, какие тормозные фотоны прибор отнес к керну, а какие – к темному полю. Если мы возьмем более чувствительный прибор, то, с одной стороны, он регистрирует другое численное значение для сечения упругого рассеяния, а с другой стороны, он регистрирует некоторые из тормозных фотонов, которые в первом случае были отнесены к темному полю. Поскольку элементарное состояние должно определять результат измерения любым прибором, в качестве области локализации элементарного состояния следует взять объединение областей локализации керна и темного поля. По отдельности эти области зависят от чувствительности используемого прибора, но их объединение не зависит.

Поскольку в приведенном примере и керн, и темное поле распространяются из области рассеяния в световом конусе будущего, пространственно-временное распределение причины и следствия не нарушается. Однако имеется другая трудность. Вернемся к рассмотренному примеру. Рассеивающийся электрон в прошлом мог участвовать в каком-то другом взаимодействии. При этом должно было возникнуть темное поле, распространяющееся в световом конусе будущего с вершиной в другой точке. Углубляясь таким образом в прошлое, мы получим в качестве локализации элементарного состояния электрона всю Вселенную. Чтобы избежать такой неприятной ситуации, можно предположить, что в каждом акте рассеяния электрона происходит не только рождение нового темного поля, но и забывание предыдущей истории. Физически это может реализоваться следующим образом. После каждого акта взаимодействия рождается керн и когерентное ему темное поле. Одновременно с этим керн, как правило, но не всегда, теряет когерентность с возникшим ранее темным полем. Далее следует считать, что элементарное состояние керна зависит только от когерентного ему темного поля.

Приведенные рассуждения не надо воспринимать как утверждение, что причиной возникновения темного поля являются инфракрасные расходимости. Причинно-следственная связь прямо противоположная. Наличие темного поля позволяет избежать инфракрасных расходимостей.

Рис. 2. Принципиальная схема эксперимента с отсроченным выбором.

4. ПИЛОТНАЯ ВОЛНА

В этом разделе мы покажем, как темное поле может сыграть роль пилотной волны. Но, в отличие от пилотной волны де Бройля–Бома, концепция темного поля не предполагает ни существования какого-то нового поля, ни нарушения локальности. Для демонстрации этой роли хорошо подходит так называемый эксперимент с отсроченным выбором. Идея такого эксперимента была предложена Уилером [14] тридцать лет тому назад. Недавно его удалось осуществить с очень хорошей точностью [15].

Принципиальная схема экспериментальной установки изображена на рис. 2. Установка представляет собой интерферометр Маха–Цендера, который может работать в двух режимах: интерферометр либо разомкнут, либо замкнут. В прибор подается пучок фотонов P , который попадает на входной светоделитель BS_{in} . С вероятностью $1/2$ световая волна проходит через светоделитель и попадает в плечо P_a интерферометра, фаза волны при этом не меняется. С вероятностью $1/2$ волна отражается от светоделителя и попадает в плечо P_b , фаза меняется на $\pi/2$. Отражаясь от зеркал M_a и M_b , обе части волны попадают на выходной светоделитель BS_{out} , где складываются с учетом изменения фаз. Благодаря интерференции после такого сложения весь суммарный поток попадает в детектор D_b .

В этот тривиальный сценарий эксперимента по предложению Уилера было внесено два принципиальных изменения. Во-первых, в установку фотоны запускались по одному. Поэтому изначально было неясно, как они будут себя вести: как волна или как частицы. Во-вторых, выходной светоделитель BS_{out} либо включался, либо выключался случайным образом (с помощью генератора случайных чисел). При этом включение или выключение происходило после того, как фотон прошел светоделитель BS_{in} , и до того, как он достиг светоделителя BS_{out} .

Результат эксперимента таков. Когда светоделитель BS_{out} выключен (прозрачен для фотона), с вероятностью $1/2$ фотон попадает в детектор D_a и с такой же вероятностью – в детектор D_b . Это совпадает с вероятностью отражения и прохождения фотона в светоделителе BS_{in} . Иными словами, в этом случае фотон ведет себя как частица, которая пролетает по одному плечу интерферометра. Когда светоделитель BS_{out} включен, все фотоны попадают в детектор D_b . То есть в этом случае фотон ведет себя как волна, распространяющаяся по обоим плечам одновременно. Это, казалось бы, согласуется с концепцией Бора о контекстуальности, согласно которой результат эксперимента зависит от общего контекста эксперимента. Но здесь

возникает трудность с временным согласованием событий. Когда фотон пролетает светоделитель BS_{in} , еще не ясно, как он должен распространяться: по одному плечу, или по обоим. Внешне все выглядит так, будто будущее (состояние светоделителя BS_{out}) влияет на прошлое (выбор фотоном одного из путей или обоих сразу). Сам Уилер предлагал удовлетвориться фразой: “Нет регистрации события – нет самого события”.

В настоящее время превалирует такое мнение. Нельзя говорить, как ведет себя фотон после прохождения светоделителя BS_{in} : как волна или как частица, распространяется он по одному плечу или по обоим. Только после прохождения светоделителя BS_{out} определяется дальнейшая судьба фотона. Формально такое объяснение не противоречит стандартному математическому аппарату квантовой механики, поскольку он основан на таком нелокальном объекте, как квантовое состояние. Однако с интуитивной точки зрения такое объяснение выглядит очень неестественным.

Концепция темного поля позволяет дать вполне наглядную картину всего процесса прохождения фотона через интерферометр. На первом этапе фотон рассеивается на светоделителе BS_{in} . В зависимости от элементарного состояния фотона его kern попадает либо в плечо P_a , либо в плечо P_b . Одновременно с этим в BS_{in} рождаются тормозные фотоны, часть из которых попадает в плечо P_a , а другая – в плечо P_b . Kern и все тормозные фотоны когерентны друг другу. Это означает, что когерентность не связана с длиной волны этих ингредиентов. Например, можно предположить, что все они имеют общую несущую частоту. На втором этапе, если светоделитель BS_{out} выключен, то kern фотона попадает в один из детекторов D_a или D_b , где происходит его регистрация. Фотоны темного поля попадают в оба детектора, но последние на них не реагируют. Если светоделитель BS_{out} включен, тормозные фотоны возбуждают в нем колебания. Эти колебания слабые, но они когерентны kernу. Поэтому они взаимодействуют с ним резонансным образом и направляют его в детектор D_b , где kern регистрируется.

Как упоминалось ранее, фотоны темного поля должны вести себя как классическое электромагнитное поле, а по законам классической электродинамики после прохождения светоделителя BS_{out} электромагнитная волна должна попасть в детектор D_b . Ввиду малой энергии тормозных фотонов эта волна не будет регистрироваться детектором D_b , но она укажет путь для kernа, который зарегистрируется. Таким образом, тормозные фотоны выполняют функцию пилотной волны. Аналогичным образом можно дать наглядную картину возникновения интерференции при рассеянии электрона на двух щелях [5].

5. ТЕМНОЕ ПОЛЕ И НЕОБРАТИМОСТЬ ВРЕМЕНИ

В конце предыдущего раздела мы увидели, как темное поле позволяет избежать предположения о влиянии будущего на прошлое. То есть темное поле является дополнительным аргументом в пользу концепции необратимости времени и в квантовых процессах. Интересно проследить, как само темное поле меняется во времени. Чтобы ответить на этот вопрос, вернемся к рис. 1 и рассмотрим диаграмму 1е. Теперь будем считать, что падающей частицей является фотон. Например, рассмотрим процесс типа комптон-эффекта. Учет старших порядков теории возмущений говорит нам, что в этом процессе также должны появляться тормозные фотоны, и энергия сталкивающихся частиц должна частично уходить в тормозные фотоны.

Таким образом, среднее число фотонов будет расти, а энергия каждого из них будет становиться все меньше. Это обычный сценарий холодной смерти, только теперь с учетом квантовых процессов. Так мы получаем дополнительный аргумент в пользу необратимости времени, точнее необратимости во времени физических процессов.

Однако здесь может быть спрятана мина замедленного действия. Рассмотрим процесс, обратный тому, который изображен на рис. 1е. Мы имеем на входе много сталкивающихся мягких фотонов, а на выходе – пару частиц с большой энергией. Теоретически такой процесс вполне допустим. Конечно, в обычных условиях вероятность такого процесса крайне мала, и им спокойно можно пренебречь. Но если существуют черные дыры, то в них концентрация темного поля может стать настолько большой, что вероятность такого обратного процесса станет достаточно значимой. В этом случае процесс остывания темного поля может пойти вспять.

Раз уж в связи с темным полем мы упомянули о черных дырах, уместно обсудить, какую роль темное поле может сыграть в космологии. Так как темное поле непосредственно не регистрируется измерительными приборами, его уместно отнести к темной материи и(или) темной энергии. Помимо гравитации, фотоны участвуют только в электромагнитных взаимодействиях. Для эффективной электромагнитной константы связи нулевые значения импульсов являются инфракрасной стабильной фиксированной точкой (см., например, монографию [16]). Строго говоря, из-за инфракрасных расходимостей поведение эффективной константы связи в нуле не вполне ясно. В любом случае с уменьшением импульса электромагнитное взаимодействие фотонов падает, возможно не до нуля, а до некоторой очень малой величины. Поэтому можно ожидать, что достаточно мягкие фотоны становятся практически стерильными и участвуют только в гравитационном взаимодействии. Это является характерным свойством темной энергии. Иными словами, супермягкие фотоны естественно рассматривать в качестве темной энергии. Более жесткие, но, конечно, тоже очень мягкие фотоны следует отнести к темной материи.

У фотонов имеется еще одно замечательное свойство – они являются бозонами, и поэтому могут образовывать бозе-конденсат. В результате под действием гравитации фотоны могут образовывать очень плотную субстанцию, коренным образом отличаясь тем самым от кварков и лептонов, которые являются фермионами, и конденсата не образуют. В связи с этим можно предложить следующий эскизный сценарий Большого взрыва.

Предположим, черная мегадыра имеет следующую внутреннюю структуру. Центральное ядро состоит из суперхолодных фотонов, имеющих очень большую плотность. Далее от центра располагается область, являющаяся раствором (суспензией) вещества в фотонной субстанции. В этой области локальная плотность вещества равна локальной плотности фотонной субстанции. Здесь сила притяжения вещества к центру ядра уравнивается выталкивающей силой со стороны фотонной субстанции. Эта сила внешне выглядит как антигравитация. Это является дополнительным аргументом в пользу рассмотрения суперхолодных фотонов в качестве темной энергии. Еще дальше от центра располагается атмосфера, состоящая опять из суперхолодных фотонов, но с плотностью, меньшей локальной плотности вещества.

При достаточно высокой концентрации фотонов скорость прямого и обратного процессов типа изображенного на рис. 1е могут сравняться. Этому равновесию будет

соответствовать определенной температуре фотонной субстанции. Если равновесие будет продолжаться достаточно долго, то благодаря многочисленным хаотическим перерассеиваниям вся конструкция приобретет сферическую симметрию и однородность. Но при дальнейшем увеличении концентрации фотонов конструкция может оказаться взрывоопасной.

В ядре эффективная электромагнитная константа связи очень мала, но отлична от нуля. При значительном увеличении концентрации фотонов станет возможной следующая цепочка событий. На первой стадии большое количество супермягких фотонов объединятся и породят меньшее количество более энергичных фотонов. Наиболее вероятно, что это произойдет где-то в районе центра ядра. Эти вновь родившиеся фотоны будут окружены очень плотной фотонной субстанцией. Так как импульсы отдельных вновь родившихся фотонов возрастут, для них возрастет и эффективная константа связи. Возможен такой вариант, что при возросшей константе связи вероятность процесса, обратного изображенному на рис. 1е, станет очень близкой к единице. Так может начаться цепная реакция, которая приведет к взрыву ядра.

Далее все может пойти по сценарию Большого взрыва, только взрыв произойдет не в сингулярной точке, а в сферически-симметричном ядре черной мегадыры, которое имеет значительные размеры. Предположим, что прообраз видимой сейчас части Вселенной в момент взрыва располагался где-то в области суспензии и имел линейные размеры порядка одного миллиметра. Это очень мало по сравнению с расстоянием от центра ядра. Поэтому с очень хорошей точностью этот прообраз можно аппроксимировать плоским (в трехмерном смысле) и изотропным пространством. Благодаря многочисленным хаотическим перерассеиваниям, произошедшим перед взрывом, необходимость в стадии инфляции отпадает. Во время взрыва квантовые процессы пойдут в направлении, обратном тому, который ведет к холодной смерти. При этом вещество и антивещество будут рождаться в одинаковых количествах. Однако наличие вещества в суспензии приведет в конце концов к тому, что современная видимая часть Вселенной будет состоять практически только из вещества.

Конечно, этот сценарий противоречит второму началу термодинамики. Но второе начало не следует из каких-либо фундаментальных принципов. Оно получено из наблюдений, проводимых в условиях очень далеких от тех, которые предположительно существуют в черной дыре. В частности, для окружающей нас действительности характерна диссипация энергии материи, а эффекты общей теории относительности практически не играют никакой роли. В черной дыре, наоборот, происходит концентрация энергии материи. Для общей теории относительности, если учитывать как энергию материи, так и энергию гравитационного поля (см., в частности, статью [17]), характерен локальный, т. е. в каждой точке пространства $\mathcal{M}$, закон сохранения. При этом энергия материи ограничена снизу, а энергия гравитационного поля – сверху. Кроме того, второе начало базируется на теории вероятностей и игнорирует очень маловероятные процессы. Если общая эволюция Вселенной длится бесконечно долго, то надо учитывать и такой одиночный маловероятный процесс, так как именно этому процессу мы обязаны своим существованием.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С давних пор, чтобы как-то объяснить многие непонятные явления, физики заполняют вакуум различного рода субстанциями. В последнее время эта деятельность особенно оживилась. Настоящая работа лежит в русле этого направления. Но в отличие от большинства работ такого типа здесь не вводится какая-то новая гипотетическая субстанция. Вместо этого предлагается обратить внимание на роль мягких и супермягких тормозных фотонов, существование которых ни у кого не вызывает сомнения. Большой круг физических явлений может быть успешно объяснен с помощью этих фотонов.

Конечно, мы не можем и никогда не сможем экспериментально проверить, какие физические законы действуют внутри черной дыры. Поэтому здесь возникает простор для безудержной фантазии. Нам представляется, что в такой ситуации наименьшим злом является следующее предположение: в черной дыре действуют те же фундаментальные принципы, что и в доступном нам мире, только эти принципы надо экстраполировать на условия, которые предположительно существуют внутри черной дыры.

Список литературы

- [1] Д. Боумейстер, А. Экерт, А. Цайлингер (ред.), *Физика квантовой информации. Квантовая криптография. Квантовая телепортация. Квантовые вычисления*, Постмаркет, М., 2002.
- [2] Ж. Эмх, *Алгебраический подход в статистической механике и квантовой теории поля*, Мир, М., 1976.
- [3] Н. Н. Боголюбов, А. А. Логунов, А. И. Оксак, И. Т. Тодоров, *Общие принципы квантовой теории поля*, Наука, М., 1987.
- [4] Д. А. Славнов, *ЭЧАЯ*, **38**:2 (2007), 295–359.
- [5] Д. А. Славнов, *ЭЧАЯ*, **41**:1 (2010), 149–173.
- [6] Д. А. Славнов, *ТМФ*, **142**:3 (2005), 510–529.
- [7] Д. А. Славнов, *ТМФ*, **149**:3 (2006), 457–472.
- [8] Д. А. Славнов, *ТМФ*, **155**:2 (2008), 327–343.
- [9] Ж. Диксмье, *C^* -алгебры и их представления*, Наука, М., 1974.
- [10] А. Н. Колмогоров, *Основные понятия теории вероятностей*, Наука, М., 1974.
- [11] Ж. Неве, *Математические основы теории вероятностей*, Мир, М., 1969.
- [12] М. А. Наймарк, *Нормированные кольца*, Наука, М., 1968.
- [13] М. Пескин, Д. Шредер, *Введение в квантовую теорию поля*, РХД, М.–Ижевск, 2001.
- [14] J. A. Wheeler, “The “past” and the “delayed-choice” double-slit experiment”, *Mathematical Foundations of Quantum Theory* (New Orleans, LA, June 2–4, 1977), ed. A. R. Marlow, Academic Press, New York, 1978, 9–48.
- [15] V. Jacques, E. Wu, F. Grosshans, F. Treussart, P. Grangier, A. Aspect, J.-F. Roch, *Science*, **315**:5814 (2007), 966–968, arXiv: quant-ph/0610241.
- [16] Л. Райдер, *Квантовая теория поля*, Платон, Волгоград, 1998.
- [17] Д. А. Славнов, *ТМФ*, **171**:3 (2012), 493–510.

Поступила в редакцию 20.11.2013