

Диффузионная трактовка квантовой теории и гравитации.

1. Диффузионная квантовая механика

Захид Закир¹

Аннотация

На основе наблюдательного факта, что волновой пакет, описывающий локализованный ансамбль микрообъектов, расплывается по закону диффузии, формулируется квантовый принцип эквивалентности, согласно которому движение ансамбля квантовых объектов эквивалентно диффузии ансамбля классических объектов в флуктуирующем фоновом поле (физическом вакууме). Наблюдения подтверждают также справедливость принципа относительности для квантовых явлений, формулируемого как принцип постоянства квантовых флуктуаций, что эти флуктуации и описывающая их диффузия происходят одинаково во всех инерциальных системах. Показано, что эти два физических принципа, вместе с принципами механики, ведут к диффузионной квантовой механике (ДКМ), из которой формализм квантовой механики следует как частный случай. В ДКМ связь скорости диффузионного потока с плотностью вероятности даётся законом диффузии (закон Фика), а инвариантность диффузии ведёт к её консервативности (диффузия без трения) и постоянству коэффициента диффузии, фиксируемого из соответствия с квантовой механикой. Гамильтониан при этом включает кинетические энергии дрейфа, диффузионного потока и потенциалы взаимодействия, а плотность вероятности и дрейфовая функция действия частиц S образуют каноническую пару. Канонические уравнения для них затем ведут к уравнению непрерывности и к уравнению Гамильтона-Якоби-Маделунга. Плотность вероятности в них входит нелинейно, но при каноническом преобразовании к комплексной амплитуде вероятностей они линеаризуются и переходят в уравнение Шредингера. В результате для альтернатив складываются амплитуды вероятностей, т.е. имеет место их суперпозиция. ДКМ, основанная на физических принципах, является более общей теорией, чем квантовая механика, так как наряду с классическими приборами и частицами вводит ещё третьего участника процессов – фоновое поле, которое и является источником квантовых флуктуаций классических частиц. В ДКМ квантовый потенциал является потенциальной энергией, связанной с локализацией, в системе многих классических частиц появляется квантовая статистика, а составные частицы малого размера могут иметь малую массу. ДКМ также объясняет существование энергии покоя, постоянство скорости света (скорости квантовых флуктуаций) и предсказывает существование и свойства гравитации как термодиффузии в неоднородном вакууме.

Ключевые слова: квантовые флуктуации, интерпретация квантовой механики, немарковские процессы, квантовая статистика, принцип относительности

Содержание

Введение	2
1. Квантовая механика и её физическая трактовка	4
1.1. Квантовая механика в канонической форме	4
1.2. Критерии выбора физических механизмов	5
2. Элементы физического механизма квантовой механики	6
2.1. Гидродинамическая формулировка	6
2.2. Расплывание волнового пакета и аналогия с диффузией.....	7
2.3. Стохастические формулировки	9
2.4. Интегралы по путям	9

¹ *Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент Узбекистан, zzakir@qgph.uz*

2.5.	Нужные элементы физического механизма в изученных трактовках.....	10
3.	Диффузионная квантовая механика	11
3.1.	Квантовомеханическая эволюция как консервативная диффузия	11
3.2.	Консервативная диффузия в канонической форме.....	12
3.3.	Диффузионная алгебра наблюдаемых ведущая к операторной алгебре	14
4.	Квантовая статистика из консервативности диффузии	15
4.1.	Квантовая статистика из неразличимости частиц.....	15
4.2.	Неразличимость как следствие консервативной диффузии.....	17
5.	Следствия диффузионной квантовой механики	19
5.1.	Квантовый потенциал как энергия локализация	19
5.2.	Постоянство скорости света из постоянства флуктуаций	20
5.3.	Энергия покоя частиц как тепловая энергия флуктуаций в фоновом поле	20
5.4.	Гравитация как локальный дефицит энергии флуктуаций в фоновом поле	21
5.5.	Конденсат скалярного поля СМ как кандидат на роль фонового поля.....	22
5.6.	Составные модели с диффузионным механизмом для малой массы	23
	Заключение.....	24
	Приложение. Интерпретация квантовой механики в ДКМ.....	25
A.	Вывод аксиом формализма квантовой механики из ДКМ	25
B.	Парадоксы интерпретаций квантовой механики и их решение в ДКМ	26
C.	Эксперимент с щелями и дуализм волн и частиц.....	27
	Литература	28

Введение

Квантовая механика подтверждена экспериментально и составляет основу современной физики на уровне микрообъектов. Однако её формализм до сих пор основывается на математических аксиомах, а не на физических принципах, следующих из экспериментов. Это означает, что квантовая механика всё ещё оставалась лишь очень успешной и надёжно работающей математической моделью. Незавершённость её формирования ясно и из того факта, что до сих пор не было ясности в её физической интерпретации.

Поэтому замена математических аксиом физическими принципами завершила бы формирование квантовой механики как фундаментальной физической теории. Это привело бы к более ясному пониманию её физических основ и уверенности в их завершённости, а также прояснило бы перспективы её развития и, возможно, привело бы к новым открытиям, ранее скрытым в её сугубо математической форме. Бóльшая наглядность и убедительность облегчили бы её преподавание и популяризацию.

Первый шаг на этом пути – это найти тот физический механизм, который приводит к формализму квантовой механики. Но главное затруднение в этом вопросе было не в отсутствии идей о таких механизмах, а наоборот, в их излишнем обилии. Со времени создания квантовой механики было предложено много разных механизмов, но все без ожидаемого результата. В итоге идея оказалась дискредитированной и появление новой версии механизма стало вызывать больше недоверия, чем интереса.

Так бывает, когда проблема либо неразрешима, либо решение частично уже было найдено, но оказалось разбросанным в разных трактовках. Первый случай научно недоказуем, тогда как второй вполне вероятен и может быть изучен детально. В данной статье проблема исследуется именно исходя из второй возможности и

некоторые из ранее предложенных физических механизмов будут изучены в их взаимной связи, не как альтернативные, а как дополняющие друг друга.

Первые признаки физического механизма квантовой механики появились ещё в попытке Маделунга, когда уравнение Шрёдингера было представлено в гидродинамической форме [1]. В этой форме отличие от классической физики свелось к появлению в уравнении Гамильтона-Якоби квантового потенциала, порождаемого некой средой.

Идея представить квантовую механику как теорию движения классических частиц в некой среде была подкреплена ещё двумя фактами. Во-первых, частицы оказываются непрерывно флуктуирующими, а связанные с ними волны являются волнами вероятности, а во-вторых, свободные локализованные состояния их ансамблей со временем расплываются. Эти факты и вид волнового уравнения привели Эренфеста [2], Шрёдингера [3] и Фюрста [4] к аналогии с неким новым видом диффузии.

В частности, диффузия должна была быть без трения, т.е. консервативной. По этой причине в стохастических трактовках [5,6,7] были сделаны попытки получить консервативную диффузию из двух семейств броуновских движений. Но выяснилось, что квантовая механика не сводится к таким простым марковским процессам [8-9]. Тем не менее эта попытка дала нечто более ценное - формализм консервативной диффузии, который оказался мало зависящим от частного механизма флуктуаций.

Кроме того, аналогия с диффузией в её интегральном представлении легла в основу физически наиболее наглядного из стандартных методов квантования - интегралов по путям [10,11], комплексной версии винеровского интеграла. Но и этот метод включал ряд математических аксиом без их физического объяснения.

Математический характер стандартной формулировки и неудачи многих попыток её физической интерпретации лишь укрепили скептическое отношение к проблеме физических основ квантовой механики. Но и частичный прогресс, когда находили элементы физического механизма, скрытого в самом формализме, показывал, что на деле ситуация может быть не настолько безнадёжной.

Задача поиска такого механизма тогда сводится к решению нескольких частных задач, а именно сохранению тех из физических элементов прежних попыток, которые согласуются с формализмом квантовой механики, и исключить противоречащие ему, а затем отобрать из оставшихся те, которые образуют полный физический механизм, добавив ещё что-то недостающее. Поскольку сам формализм был создан путём синтеза разных подходов, сохраняя их рациональные элементы, то и физический механизм для этого формализма мог бы быть найден аналогично. Первой целью статьи является решение именно этих задач.

Найденный физический механизм затем откроет путь к формулировке физических принципов квантовой механики, из которых следуют как её формализм, так и сам этот физический механизм, что является второй целью статьи.

Результаты показали, что основы квантовой механики следует дополнить нечто новым, чего нет в стандартной формулировке - фоновым полем (физическим вакуумом), который и выступает источником квантовых флуктуаций частиц. Сами частицы при этом можно считать классическими, что значительно упрощает теорию.

Итогом же оказалась формулировка новой теории, более общей чем квантовая механика - *диффузионной квантовой механики* (ДКМ). Как физическая теория, исходящая из общих физических принципов, следующих из экспериментов, ДКМ не только воспроизводит формализм квантовой механики, но и даёт физическое объяснение квантовым явлениям, а также предсказывает новые явления, в частности, термодиффузию в вакууме, проявляющейся как гравитация.

В данной, первой статье излагаются основы ДКМ, а следующая из неё термодиффузионная трактовка гравитации будет обсуждаться во второй статье [12]. Более полное изложение ДКМ будет приведено в книге [13].

В разделе 1 обсуждается проблема физической трактовки квантовой механики, в разделе 2 изучены физические механизмы ряда трактовок, связанных с диффузией. В разделе 3 и в Приложении приведены физические принципы ДКМ и показано, как из ДКМ следуют формализм квантовой механики и её интерпретация. В разделах 4 и 5 показано появление квантовой статистики и обсуждены следствия ДКМ.

1. Квантовая механика и её физическая трактовка

1.1. Квантовая механика в канонической форме

В квантовой механике состояние объекта, например, частицы в пространственно-временной точке $\mathbf{x}, t$, описывается комплексной амплитудой вероятности $\psi(\mathbf{x}, t)$, связанной с плотностью вероятности ρ как:

$$\rho = \psi^* \psi, \quad \int \rho(\mathbf{x}, t) d^3\mathbf{x} = 1, \quad (1)$$

Функция Гамильтона частицы в нерелятивистской квантовой механике имеет вид:

$$H = \int \left(\frac{\hbar^2}{2m} \nabla \psi^* \cdot \nabla \psi + \psi^* V \psi \right) d^3\mathbf{x}, \quad (2)$$

где амплитуды ψ и ψ^* являются канонической парой, $\hbar = h / 2\pi$ и h - постоянная Планка. В фазовом пространстве амплитуд (ψ, ψ^*) скобки Пуассона могут быть определены в виде:

$$\{A, B\} = \frac{1}{i\hbar} \int \left(\frac{\delta A}{\delta \psi} \frac{\delta B}{\delta \psi^*} - \frac{\delta B}{\delta \psi} \frac{\delta A}{\delta \psi^*} \right) d^3\mathbf{x}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \{\psi(x, t), \psi^*(x', t)\} &= \delta(x - x') / i\hbar, \\ \{\psi(x, t), \psi(x', t)\} &= \{\psi^*(x, t), \psi^*(x', t)\} = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

Тогда соответствующие канонические уравнения имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial t} &= \{\psi, H\} = \frac{1}{i\hbar} \frac{\delta H}{\delta \psi^*} = \frac{1}{i\hbar} \hat{H} \psi, \\ \frac{\partial \psi^*}{\partial t} &= \{\psi^*, H\} = -\frac{1}{i\hbar} \frac{\delta H}{\delta \psi} = -\frac{1}{i\hbar} \hat{H} \psi^*, \end{aligned} \quad (5)$$

и означают стандартное уравнение Шредингера с гамильтонианом $\hat{H}$:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi \equiv \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V \right) \psi. \quad (6)$$

Фазовое пространство (ψ, ψ^*) сводится к фазовому пространству из вещественных функций (ψ_1, ψ_2) , где $\psi = \psi_1 + i\psi_2$. Далее алгебра наблюдаемых в фазовом пространстве (ψ, ψ^*) ведёт к операторной алгебре.

Линейность уравнения Шрёдингера (6) ведёт к тому, что суперпозиция амплитуд тоже является решением. Это свойство формулировалось как принцип суперпозиции. Для связанных состояний решения уравнения (6) ведут к дискретным уровням энергии, а угловой момент и спин также будут квантованными. Квантовые системы отличаются от классических также и другими свойствами, такими как соотношения неопределённостей для канонически-сопряжённых переменных и квантовая статистика в системе многих частиц.

1.2. Критерии выбора физических механизмов

Как отмечалось во Введении, будем предполагать, что решение проблемы физической трактовки основ квантовой механики не только существует, но что оно возможно найдено, но разбросано по частям в разных трактовках. Наша задача тогда состоит в выявлении этих элементов и объединении их в единый физический механизм.

Проще всего это можно реализовать если мы выберем наиболее успешную из трактовок, исключим из неё излишние предположения и добавим в неё те нужные элементы, которые найдены в других трактовках. Сначала кажется, что если бы в этих трактовках были излишние предположения или что-то противоречащее квантовой механике, то его бы и не вводили или со временем выявили бы и исключили. Но это очевидно лишь постфактум, а на практике присутствие лишнего элемента, введённого по недоразумению, трактовалось как ошибочность всего предложенного механизма и этот механизм отбрасывался. Если бы основатели квантовой механики так действовали с самого начала, то уравнение Шрёдингера было бы отвергнуто из-за первоначальной идеи Шрёдингера о том, что частица есть пакет реальных волн в пространстве.

Главное отличие формализма квантовой механики от классической - это разделение объектов на квантовые и классические. Классическим являются объекты, которые самопроизвольно не флуктуируют, тогда как квантовые объекты постоянно флуктуируют без внешних источников.

При классификации физических трактовок квантовой механики в первую группу включим те из них, где нет такого разделения. Это те, где источник квантовой флуктуации является внешним по отношению к самим объектам и поэтому сами эти объекты могут оставаться классическими. Во вторую группу включим те трактовки, где такое разделение сохраняется и есть само-флуктуирующие объекты.

В первую очередь нас будут интересовать трактовки лишь из первой группы, в которых сделан хотя бы первый шаг к тому, чтобы быть последовательными. Трактовки же из второй группы по определению будут половинчатыми и их будем рассматривать лишь в том случае, если первая группа окажется безуспешной.

В следующем разделе рассмотрим ряд трактовок с искомыми элементами физического механизма квантовой механики. Их объединяет попытка формулирования квантовых явлений в классических терминах, в частности, на базе классических частиц, движущихся по непрерывным траекториям, пусть и нерегулярным.

2. Элементы физического механизма квантовой механики

2.1. Гидродинамическая формулировка

Согласно (1) выражение $\psi^* \psi$ есть плотность вероятности ρ и поэтому любая комплексная амплитуда может быть записана через модуль ρ и фазу $S / \hbar$ [1]:

$$\psi = \sqrt{\rho} \exp(iS / \hbar). \quad (7)$$

Уравнение Шредингера (6) тогда переходит в систему из двух уравнений для вещественных функций ρ, S :

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \left(\frac{(\nabla S)^2}{2m} + V \right) - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \cdot \nabla S / m) = 0. \quad (9)$$

Второе уравнение (9) есть уравнение непрерывности для плотности потока $\rho \mathbf{v}$ с дрейфовой скоростью

$$\mathbf{v} = \nabla S / m, \quad (10)$$

из чего видно, что $S(\mathbf{x}, t)$, входящая в фазу амплитуды, является аналогом функции действия вдоль классической траектории с этой дрейфовой скоростью.

Первое же уравнение (8), уравнение Гамильтона-Якоби-Маделунга, кроме классических членов содержит ещё и «квантовый потенциал» U_q :

$$U_q = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}}. \quad (11)$$

Формулы (7)-(10) составляют *гидродинамическую формулировку* квантовой механики и из них исходили многие попытки поиска физического механизма теории. Теория сформулирована в терминах двух функций, S и ρ , имеющих более-менее ясный классический смысл, а всё, что связано с механизмами квантовых флуктуаций, сведено к появлению U_q в уравнении Гамильтона-Якоби.

Таким образом, задачи физической интерпретации квантовой механики сведены к ответам на два вопроса - почему частицы описываются плотностью вероятности ρ и откуда следует квантовый потенциал U_q .

Сама гидродинамическая формулировка, конечно, не может на них ответить, в чём и половинчатость таких формальных подходов. Но сам факт представления квантовой механики в терминах классических понятий и уравнений впечатляет и внушает оптимизм, стимулируя поиск в уже наметившемся направлении.

2.2. Расплывание волнового пакета и аналогия с диффузией

После открытия уравнения Шрёдингера гипотеза его автора о том, что оно описывает реальные волны в пространстве, а частица есть волновой пакет, не оправдалась по двум физическим причинам. Это - доказательство вероятностной природа волновой функции, а также расплывание волновых пакетов.

Эти два свойства квантовомеханического движения натолкнули Эренфеста на аналогию с уравнением теплопроводности [2], а затем Шрёдингера [3] и Фюрста [4] на аналогию с диффузией, описываемой тем же уравнением. Расплывание состояний свободной квантовой частицы, локализованных вначале в небольшой области, оказалось аналогичным диффузии классической частицы в флуктуирующей среде. Так как скорость дрейфа $\mathbf{v}$ ансамбля свободных квантовых частиц постоянна, то и соответствующая диффузия должна была быть без трения, т.е. консервативной.

Уравнение Шрёдингера (6) для свободной частицы, записанное в виде:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \bar{D} \Delta \psi, \quad \bar{D} = iD, \quad D = \frac{\hbar}{2m}, \quad (12)$$

аналогично классическому уравнению диффузии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D_c \Delta \rho, \quad (13)$$

Поэтому, хотя в (12) вместо ρ входит амплитуда ψ , а коэффициент диффузии $\bar{D}$ мнимый, тем не менее решение для ψ такое же, как и для ρ , но с заменой $D_c \rightarrow \bar{D}$. В частности, в одномерном случае оно имеет вид [2]:

$$\psi(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx_0}{2\sqrt{i\pi\hbar t/m}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2i\hbar t/m}} \psi(x_0, 0). \quad (14)$$

Пусть волновой пакет построен так, чтобы в момент $t=0$ вероятность обнаружить свободную частицу большая лишь в малой окрестности $\pm a$ точки $x_0 = 0$ и чтобы центр пакета двигался со скоростью v_0 , и:

$$\psi(x_0, 0) = C e^{-\frac{x_0^2}{2a^2} + i \frac{p_0 x_0}{\hbar}}, \quad \rho(x_0, 0) = C^2 e^{-\frac{x_0^2}{a^2}}, \quad (15)$$

где $p_0 = mv_0$. Подставив это в (14), находим плотность вероятности:

$$\rho(x, t) = \frac{A^2}{[1 + (\hbar t / ma^2)^2]} e^{-\frac{(x-v_0 t)^2}{a^2 [1 + (\hbar t / ma^2)^2]}}. \quad (16)$$

Это – известная формула расплывания волнового пакета, согласно которой значения ρ везде уменьшаются, а ширина пакета со временем растёт. В итоге ансамбль частиц равномерно рассредоточивается в пространстве и вероятность найти частицу из этого ансамбля станет везде практически одинаковой.

Важнейшим свойством формулы (16) является то, что в неё входит квадрат модуля «коэффициента диффузии» $|\bar{D}|^2$ из (12) и поэтому «расплывание» ρ со

временем идёт также, как при обычной диффузии в системе покоя центра пакета, хотя и быстрее. То, что в плотность вероятности обычной диффузии входит величина Dt / a^2 , а в квантовомеханическую – квадрат этой величины $(Dt / a^2)^2$, не меняет диффузионную природу процесса. Это свидетельствует лишь о том, что эта диффузия, будучи консервативной, происходит быстрее обычной, из-за чего и расплывание ρ происходит быстрее.

Фактом фундаментальной важности является то, что с физической точки зрения квантовые флуктуации оказываются ведут к процессу диффузии, хотя и специфическому. Но, несмотря на эту специфику, есть и много общего с обычной диффузией, последствия чего далее и изучим более детально.

При любой диффузии, наряду с дрейфовым потоком $\rho \mathbf{v}$ из (10), будет и диффузионный поток $\rho \mathbf{u}$, выравнивающий плотности вероятности ρ . Этот поток в однородной классической среде подчиняется закону диффузии (закону Фика):

$$\mathbf{u}_c \rho = -D_c \nabla \rho. \quad (17)$$

Если эволюция квантовой частицы аналогична диффузии и ρ имеет такой же вид, как при диффузии, то закон диффузии (17) должен действовать и для ρ . При этом, как и в (16), в него должен входить не $\bar{D}$, а его модуль $D = |\bar{D}| = \hbar / 2m$:

$$\mathbf{j}_D \equiv \mathbf{u} \rho = -\frac{\hbar}{2m} \nabla \rho. \quad (18)$$

Это даёт для скорости диффузии $\mathbf{u}$ выражения

$$\mathbf{u} = -\frac{\hbar}{2m} \frac{\nabla \rho}{\rho}. \quad (19)$$

$$\bar{\mathbf{u}} = \int \mathbf{u} \rho d^3 \mathbf{x} = 0, \quad \int \mathbf{u}^2 \rho d^3 \mathbf{x} \neq 0. \quad (20)$$

Кроме того, из соотношений:

$$\overline{\mathbf{p}_u^2 \cdot \mathbf{x}^2} \geq |\overline{\mathbf{p}_u \cdot \mathbf{x}}|^2 = m^2 \left| \int \mathbf{u} \cdot \mathbf{x} \rho d^3 \mathbf{x} \right|^2 = (mD)^2 \left| \int \nabla \rho \cdot \mathbf{x} d^3 \mathbf{x} \right|^2 = \frac{\hbar^2}{4}. \quad (21)$$

где $\bar{\mathbf{x}} = 0$, следует, что для $\mathbf{p}_u = m\mathbf{u}$ имеет место соотношение неопределённостей. В диффузионной картине это объясняется тем, что диффузионный поток в однородной среде стремится уменьшить степень локализации ансамбля частиц [2-4]. Чем меньше область локализации, тем больше градиент плотности вероятности $\nabla \rho$ и тем больше диффузионная скорость $\mathbf{u}$, направленная обратно этому градиенту.

Таким образом, аналогия с диффузией даёт ответы на оба вопроса гидродинамической картины. Во-первых, частицы диффундируют в флуктуирующей среде и поэтому ансамбль частиц описывается плотностью вероятности ρ . Во-вторых, гамильтониан ансамбля частиц будет включать кинетическую энергию диффузионного потока $\mathbf{p}_u^2 / 2m$, что и приведёт в итоге к квантовому потенциалу U_q (11), который ранее казался загадочным.

Итак, распыление со временем локализованного вначале ансамбля частиц в формализме квантовой механики аналогично диффузионному процессу, что даёт физическое объяснение как появлению квантового потенциала U_q , так и соотношению неопределённостей.

2.3. Стохастические формулировки

Рассмотренные выше две трактовки, основанные на гидродинамической и диффузионной аналогиях, с математической точки зрения полностью эквивалентны стандартному операторному формализму квантовой механике. В отличие от них стохастические трактовки вводят то, чего нет в формализме квантовой механики – семейства броуновских процессов в флуктуирующем фоновом поле, которые и должны были приводить к консервативной диффузии частиц.

Наиболее детально разработанной из таких трактовок является стохастическая механика [5,6,7], в которой консервативная диффузия возникает из сочетания двух семейств броуновских процессов, приходящих из прошлого и уходящих в будущее.

Однако выяснилось, что условные вероятности, или вероятности перехода, необходимые для определения скоростей и среднеквадратичных смещений частиц, нельзя отождествить с вероятностями перехода, известными из теории броуновского движения [8,9]. Тем самым квантовую механику не удалось свести к таким простым марковским процессам и, в результате, весь подход стал считаться ошибочным.

Но, хотя исходные гипотезы стохастической механики и не дали ожидаемого результата, тем не менее в её рамках был создан формализм консервативной диффузии. Оказалось, что он имеет более универсальный характер, чем частные предположения о флуктуациях на основе которых его открыли. Поэтому он сохраняет силу и в ДКМ, развиваемой далее в статье, в которой, в отличие от стохастической механики, нет нужды в гипотезе о марковском характере флуктуаций.

2.4. Интегралы по путям

Броуновское движение частицы в среде с трением ведёт к диссипативной диффузии, которая обычно описывается дифференциальными уравнениями. Но эту диффузию можно описывать и через винеровский интеграл по путям. Аналогично, случайные блуждания частицы без трения, ведущие к консервативной диффузии, можно описывать как уравнением Шрёдингера, комплексным аналогом уравнения диффузии, так и фейнмановским интегралом [10,11], комплексным аналогом винеровского интеграла.

Будучи наиболее физическим из часто применяемых методов квантования, квантование на языке интегралов по путям всё же является лишь частично физическим. Он содержит несколько математических аксиом, такие как рецепты замены правил сложения вероятностей на правила сложения амплитуд вероятностей, а также связи этих амплитуд с функцией действия для частиц вдоль их классических, но случайных траекторий. Эти аксиомы до сих пор не имели физического объяснения и поэтому метод так и остался формально-математическим.

Тем не менее, достижением этой трактовки является тот факт, что амплитуды перехода формулируются полностью в терминах классических понятий, таких как

траектории и функция действия вдоль них. Отличие же от классической физики свелось лишь к тому, что идёт суммирование: а) не вероятностей, а амплитуд вероятностей перехода, и б) не по экстремальным, а по всем возможным траекториям, а также с) по определённому правилу связи амплитуды с действием.

Также как в гидродинамической формулировке, здесь остался открытым ключевой вопрос об источнике флуктуаций – флуктуируют ли сами частицы, или их заставляет флуктуировать некий внешний источник. Отличие же состоит в том, что вопрос о квантовом потенциале заменён двумя другими вопросами - о происхождении правил сложения амплитуд и их связи с функцией действия.

2.5. Нужные элементы физического механизма в изученных трактовках

Выше были кратко рассмотрены четыре трактовки, составляющие основу первой группы трактовок, где частицы остаются классическими и флуктуируют из-за взаимодействия с флуктуирующим фоновым полем. В диффузионном и стохастическом трактовках это лежит в их основе, а в гидродинамической трактовке и в интегралах по путям это предполагается неявно.

В стандартном операторном формализме квантовой механики классическими остаются два элемента – это пространство-время, а также измерительные приборы. Это так и во всех четырёх рассмотренных трактовках из первой группы. Поэтому первыми двумя элементами того единого механизма, который мы ищем, естественно брать именно их, а именно, классические пространство-время и измерительные приборы.

Двумя следующими элементами естественно взять то общее, что объединяет указанные четыре трактовки – это, во-первых, классический характер объектов, в частности, частиц и, во-вторых, гипотезу о существовании флуктуирующего фонового поля, являющегося внешним источником флуктуаций этих частиц.

После определения источника флуктуаций, далее необходимо уточнить свойства и следствия этих флуктуаций. При этом учтём тот факт, что просто броуновские процессы с марковским свойством не решают нашу задачу. Теория немарковских процессов также не помогла создать корректную замену стохастической механике, так как ещё более усложняла и без того сложную ситуацию.

Однако далее будет показано, что рассмотренная выше эквивалентность распылывания плотности вероятности волнового пакета некоему процессу диффузии даёт практически всё, что требуется для воспроизведения формализма квантовой механики. Это свойство можно назвать «квантовым принципом эквивалентности», так как оно позволяет свести описание сложных квантовых систем к описанию диффузионных процессов, теория которых хорошо известна и достаточно проста.

Поэтому далее именно процесс диффузии, пусть и консервативный, и станет базовым явлением для искомого физического механизма квантовой механики.

Итак, исходным наблюдательным фактом, на котором может основываться физическая трактовка квантовой механики, оказывается указанный выше «квантовый принцип эквивалентности», позволяющий свести квантовую механику к теории диффузии классических частиц в флуктуирующем фоновом поле.

Отметим, что в физике частиц есть скалярное поле, придающее массы частицам, и можно ожидать, что флуктуации классической компоненты этого поля могло бы порождать также и квантовые флуктуации частиц (см. раздел 5.5).

3. Диффузионная квантовая механика

3.1. Квантовомеханическая эволюция как консервативная диффузия

Если поведение ансамбля квантовых частиц аналогично специфической диффузии классических частиц, то надо уточнить, в чём состоит эта специфика и как описывается такой вид диффузии.

В обычной диффузии частиц в конденсированной среде трение играет существенную роль. В простейшем случае, когда эта среда однородна, изотропна и покоится в одной из инерциальных систем отсчёта K , диффузия ансамбля частиц, покоящейся в среднем в K , описывается уравнением диффузии (13) с $D_c = const$.

Если же ансамбль частиц имеет вначале ненулевую дрейфовую скорость $\mathbf{v}(0) \neq 0$ относительно K и покоится в другой инерциальной системе K' , то из-за трения, т.е. сопротивления среды, эта дрейфовая скорость будет уменьшаться и со временем исчезнет. Для наблюдателя в K' это выглядит как появление дрейфовой скорости ранее покоившихся частиц из-за увлечение их движущейся средой, вплоть до достижения ими скорости сопутствия этой среде.

Обычная диффузия, таким образом, диссипативная, а система покоя среды является привилегированной системой отсчёта для диффундирующего ансамбля.

В то же время все эксперименты, где изучались квантовые явления, не выявили для них какой-либо выделенной системы отсчёта. Наоборот, во всех инерциальных системах отсчёта квантовые явления происходят одинаково в строгом соответствии с принципом относительности. Это означает, что основной спецификой квантовых флуктуаций и соответствующей им диффузии является то, что они удовлетворяют принципу относительности и происходят одинаково во всех инерциальных системах.

Этот экспериментальный факт сформулируем как один из физических принципов ДКМ, как *принцип постоянства квантовых флуктуаций и диффузии*. В соответствие с этим принципом флуктуации классических частиц из-за взаимодействия с фоновым полем и порождаемая ими диффузия одинаковы во всех инерциальных системах отсчёта.

В частности, если вначале плотность вероятности для ансамбля свободных частиц в K имела гауссовский вид (15), то в K' центр этого распределения будет двигаться с постоянной дрейфовой скоростью. И наоборот, ансамбль с таким же распределением, но с центром покоящимся в K' диффундирует в K' точно также, как в K , но теперь будет иметь постоянную дрейфовую скорость относительно K . Таким образом, искомая специфика диффузии состоит в том, что она должна быть без трения, т.е. является *консервативной диффузией*.

Кроме того, из однородности и изотропности пространства и времени следует, что коэффициент диффузии такой консервативной диффузии является постоянным. Ниже из соответствия с квантовой механикой он будет зафиксирован равным $D = \hbar / 2m$.

Итак, для построения теории квантовых явлений нам необходимо рассмотреть описание консервативной диффузии классических частиц в флуктуирующем фоновом поле с коэффициентом диффузии D . Существующие наблюдения и основанные на них физические принципы, в частности, принцип постоянства квантовых флуктуаций и диффузии, не позволяют уточнить природу и источник квантовых флуктуаций.

Тем не менее уже на этой стадии наших знаний гидродинамическая картина, в которой процессы диффузии описываются в терминах плотностей и потоков, не уточняя микроскопический механизм флуктуаций, порождающих эти потоки, оказывается мощным методом, позволяющим нам описывать и объяснять достаточно много явлений.

3.2. Консервативная диффузия в канонической форме

Диффузия ансамбля частиц описывается нормированной на единицу плотностью вероятности $\rho(\mathbf{x}, t)$ (1). Закон диффузии же (закон Фика):

$$\mathbf{j}_D \equiv \mathbf{u}\rho = -\frac{\hbar}{2m} \nabla \rho \quad (22)$$

даёт для локальной скорости диффузии $\mathbf{u}$ в ансамбле выражение

$$\mathbf{u} = -\frac{\hbar}{2m} \frac{\nabla \rho}{\rho}. \quad (23)$$

Любая диффузия ансамбля частиц характеризуется также и скоростью дрейфа $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$, которая равна сумме начальной средней скорости (в данной инерциальной системе отсчёта) и скорости полученной при ускорении во внешнем потенциале V . Но при консервативной диффузии в однородном и изотропном пространстве, из-за отсутствия трения, $\mathbf{v}$ аналогична обычной средней скорости в механике. Поэтому дрейфовому импульсу $\mathbf{p}_v$, также как в классической механике, соответствует дрейфовая функция действия S и поэтому $\mathbf{v}$ выразится также, как и в (10):

$$\mathbf{p}_v = m\mathbf{v} = \nabla S, \quad \mathbf{v} = \nabla S / m. \quad (24)$$

Функция Гамильтона ансамбля свободных частиц H_0 содержит кинетическую энергию дрейфа $\mathbf{p}_v^2 / 2m$ и кинетическую энергию диффузионного потока $\mathbf{p}_u^2 / 2m$. Добавив в H_0 потенциал внешних сил V , получаем полную функцию Гамильтона:

$$H = \int \left(\frac{\mathbf{p}_v^2}{2m} + \frac{\mathbf{p}_u^2}{2m} + V \right) \rho d^3\mathbf{x}, \quad (25)$$

которая с учётом (23) и (24) приобретает вид:

$$H = \int \left(\frac{1}{2m} (\nabla S)^2 + \frac{\hbar^2}{8m} \left(\frac{\nabla \rho}{\rho} \right)^2 + V \right) \rho d^3\mathbf{x}. \quad (26)$$

Для описания движения классической частицы в пустом пространстве требуются её координаты $\mathbf{x}(t)$ и импульсы $\mathbf{p} = m\dot{\mathbf{x}}$. В функции же Гамильтона H

(26) роль обобщённой координаты играет функция ρ как некая полевая переменная. Но в H входят только ρ и её пространственные производные, заданные в момент t , тогда как производная по времени $\partial_t \rho$ не входит. Поэтому обычный канонический формализм теории поля здесь прямо не применим и требуется некая её модификация.

С этой целью обратим внимание на тот факт, что кроме ρ в гамильтониан (26) входит только дрейфовая функция действия S из (24), связанная со скоростью дрейфа $\mathbf{v}$. Тем самым, из двух функций ρ и S именно S оказывается связанной со скоростью $\mathbf{v}$, величиной, связывающей два момента времени. Поэтому мы можем отождествить S с обобщённым импульсом, канонически сопряжённым к ρ .

Каноническая пара ρ и S тогда определяет скобки Пуассона в фазовом пространстве (ρ, S) [7]:

$$\{A, B\} = \int \left(\frac{\delta A}{\delta \rho} \frac{\delta B}{\delta S} - \frac{\delta B}{\delta \rho} \frac{\delta A}{\delta S} \right) d^3 \mathbf{x}, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \{\rho(x, t), S(x', t)\} &= \delta(x - x'), \\ \{\rho(x, t), \rho(x', t)\} &= \{S(x, t), S(x', t)\} = 0. \end{aligned} \quad (28)$$

Канонические уравнения в этом случае приобретают вид:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \{S, H\} = -\frac{\delta H}{\delta \rho}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = \{\rho, H\} = \frac{\delta H}{\delta S}. \quad (29)$$

При подстановке в (29) функции Гамильтона H из (26) и преобразования с добавлением полной производной:

$$\left(\frac{\nabla \rho}{\rho} \right)^2 + 2\nabla \left(\frac{\nabla \rho}{\rho} \right) = 4 \frac{\Delta \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}}, \quad (30)$$

канонические уравнения (29) приобретают вид:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \left(\frac{(\nabla S)^2}{2m} + V \right) - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} = 0, \quad (31)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \cdot \nabla S / m) = 0, \quad (32)$$

Это ни что иное как хорошо известные уравнение Гамильтона-Якоби-Маделунга (8) и уравнение непрерывности (9). Их линейаризация каноническим преобразованием:

$$\psi = \sqrt{\rho} e^{iS/\hbar}, \quad (33)$$

даёт переход из (ρ, S) в фазовое пространство (ψ^*, ψ) , образованное амплитудами вероятности, а две вещественные канонические уравнения (31)-(32) образуют одно комплексное уравнение Шрёдингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + V\psi. \quad (34)$$

Поскольку одно из канонических уравнений есть уравнение непрерывности, где $\partial_t \rho$ определяется, кроме ρ , только S , точнее ∇S , то это подтверждает правильность нашего выбора S как канонического импульса, так как именно эта функция представляет в гамильтониане $\partial_t \rho$ при выполнении канонических уравнений.

Отметим, что каноническим преобразованиям в (ρ, S) , сохраняющим условия нормировки (1), соответствуют унитарные преобразования в (ψ^*, ψ) .

Итак, консервативная диффузия классических частиц в фоновом поле с коэффициентом диффузии $D = \hbar / 2m$ и движение квантовых частиц в соответствие с формализмом квантовой механики, эквивалентны.

Этот факт, прямо следующий из экспериментов по прохождению частиц через щель на экране [11], сформулируем как второй физический принцип, лежащий в основе ДКМ и будем называть *квантовым принципом эквивалентности*. Согласно этому принципу эволюция во времени плотности вероятности локализованного вначале ансамбля свободных квантовых частиц эквивалентна эволюции плотности вероятности ансамбля классических частиц при их консервативной диффузии в флуктуирующей среде (фоновом поле) с коэффициентом диффузии $D = \hbar / 2m$.

Таким образом, классическая механика, дополненная двумя принципами, принципом постоянства квантовых флуктуаций и диффузии, и квантовым принципом эквивалентности, позволяет естественным образом вывести формализм квантовой механики.

Квантовая механика при этом оказывается частным случаем более общей теории, теории консервативной диффузии классических частиц в флуктуирующем фоновом поле, которую можно назвать *диффузионной механикой*. Однако, учитывая тот факт, что выбор $D = \hbar / 2m$ относится именно к случаю квантовой механики, более уместным является название *диффузионная квантовая механика* (ДКМ), который далее и будем использовать.

3.3. Диффузионная алгебра наблюдаемых ведущая к операторной алгебре

В теории консервативной диффузии наблюдаемая A является функцией ρ и S в фазовом пространстве (ρ, S) . В соответствующем фазовом пространстве же (ψ^*, ψ) ей соответствует билинейная форма от функции $A(x, x') = A(x', x)$ [7]:

$$A(\rho, S) = \iint \psi^*(x) A(x, x') \psi(x') dx dx'. \quad (35)$$

Наблюдаемые вещественны и поэтому можно ввести эрмитов оператор $\hat{A}$, действующий на амплитуду как:

$$(\hat{A}\psi)(x) = \int A(x, x') \psi(x') d^3 \mathbf{x}'. \quad (36)$$

Тогда билинейная форма (35) принимает обычный вид:

$$A(\rho, S) = \int \psi^*(x) \hat{A} \psi(x) d^3x \equiv \langle \psi, \hat{A} \psi \rangle. \quad (37)$$

В частности, скобка Пуассона двух наблюдаемых (27) принимает вид билинейной формы от коммутатора двух соответствующих им операторов:

$$\{A, B\} = (1/i\hbar) \langle \psi, [\hat{A}, \hat{B}] \psi \rangle \quad (38)$$

Среднее значение координаты частицы вдоль траектории как наблюдаемой имеет вид:

$$\bar{\mathbf{x}}(t) = \int \rho \mathbf{x} d^3x = \langle \psi, \mathbf{x} \psi \rangle. \quad (39)$$

Инвариантность относительно трансляции $\mathbf{x}' = \mathbf{x} + \mathbf{a}$ ведёт к сохранению импульса, для которого в терминах операторов имеется стандартное выражение:

$$\bar{\mathbf{p}} = \langle \psi, \hat{\mathbf{p}} \psi \rangle, \quad \hat{\mathbf{p}} = (\hbar/i) \nabla \quad (40)$$

В диффузионной картине эта наблюдаемая имеет вид:

$$\bar{\mathbf{p}}(\rho, S) = \int \rho (m\mathbf{v} + i m \nabla S) d^3x = \int \rho \nabla S d^3x \quad (41)$$

и является генератором сдвига канонической пары:

$$\delta \rho = \delta \mathbf{a} \cdot \{\rho, \bar{\mathbf{p}}\} = \delta \mathbf{a} \cdot \frac{\delta \bar{\mathbf{p}}}{\delta S} = -\delta \mathbf{a} \cdot \nabla \rho, \quad (42)$$

$$\delta S = \delta \mathbf{a} \cdot \{S, \bar{\mathbf{p}}\} = -\delta \mathbf{a} \cdot \frac{\delta \bar{\mathbf{p}}}{\delta \rho} = -\delta \mathbf{a} \cdot \nabla S. \quad (43)$$

Производная по времени от наблюдаемой также аналогична определению в операторной формулировке:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \{A, H\} = \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} \langle \psi, [\hat{A}, \hat{H}] \psi \rangle \quad (44)$$

4. Квантовая статистика из консервативности диффузии

4.1. Квантовая статистика из неразличимости частиц

Выше изучалось диффузионное описание состояния с одной частицей. Ансамбль опытов позволял определить вероятности и состоял из множества опытов каждый раз над одной частицей при одинаковых условиях.

В статистической механике рассматриваются системы из системы из очень большого числа частиц, где источником флуктуаций являются хаотичность столкновений или другие формы взаимодействия в этой многочастичной системе. Фазовое пространство системы из N частиц разбивается на малые ячейки и изучаются интервалы энергий частиц в этих ячейках. В частности, для определения $P\{n_i\}$, вероятностей заполнения M состояний с числами заполнения $\{n_i\}$, $i = 1, \dots, M$, надо знать число способов (статистический вес) $\Delta\Gamma$, которым эти состояния могут быть заполнены [14].

В классической статистической механике, во-первых, частицы считаются *различимыми*, а во-вторых, вероятности w_i всех M состояний предполагается

одинаковыми, т.е. полагаются равными $w_i = w = 1/M$. В классической статистике число состояний очень велико и поэтому средние числа заполнения состояний малы по сравнению с единицей, т.е. хотя число частиц N велико, оно всё же мало по сравнению с числом состояний M , т.е. $N \ll M$. При малых же средних числах заполнения частицы распределяются по состояниям независимо друг от друга.

Помещая каждую из N различных частиц в одно из M состояний, получим $M^N n_1! n_2! \dots n_M!$ возможных распределений. Так как те из них, которые отличаются лишь перестановкой частиц, считаются одинаковыми, то надо ещё разделить это число на число перестановок $N!$. Тем самым находим статистический вес $\Delta\Gamma_{MB}$ распределения N частиц по M состояниям, обратное которого и есть $P_{MB}\{n_i\}$:

$$P_{MB}\{n_i\} = \frac{1}{\Delta\Gamma_{MB}} = \frac{M^{-N} N!}{n_1! n_2! \dots n_M!}. \quad (45)$$

Из требования, чтобы энтропия $S = \ln \Delta\Gamma$ при равновесии была максимальной, затем находится функция распределения частиц равновесного газа в классической статистике (распределение Максвелла-Больцмана (МБ)):

$$\bar{n}_i = e^{-E_i/kT}. \quad (46)$$

В формализме квантовой механики вероятности реализации разных состояний системы частиц также считались одинаковыми и отличие от классической статистики сводилось к двум свойствам: а) частицы считались *неразличимыми*, и б) числа заполнения не обязательно должны были быть малыми.

Оказалось, что свойство неразличимости так меняет статистический вес состояний, что вместо классической статистической механики появляется одна из двух форм квантовой статистики [14]. Первая из них относится к системе частиц с волновой функцией симметричной при перестановках пар частиц и в каждом состоянии, как и в классическом случае, может находиться любое число частиц (статистика Бозе-Эйнштейна (БЭ)). Вторая же относится к системам, где амплитуда антисимметрична и поэтому в каждом из состояний может находиться не более одной частицы (статистика Ферми-Дирака (ФД)).

В статистике БЭ при предположении неразличимости частиц каждая из конфигураций $\{n_i\}$ определяет одно состояние. Поэтому статистический вес состояний $\Delta\Gamma$ есть число способов, которыми можно разместить N одинаковых частиц по M состояниям. Число таких размещений, или статистический вес $\Delta\Gamma_{BE}$, хорошо известно из комбинаторики и для вероятности заполнения, которая есть обратное этого числа, получаем выражение, уже не зависящее от $\{n_i\}$:

$$P_{BE}\{n_i\} = \frac{1}{\Delta\Gamma_{BE}} = \frac{N!(M-1)!}{(M+N-1)!}. \quad (47)$$

Вместе с условием максимальной энтропии это даёт распределение БЭ:

$$\bar{n}_i = \frac{1}{e^{E_i/kT} - 1}. \quad (48)$$

Во втором случае, в статистике ФД, статистический вес состояний $\Delta\Gamma_{FD}$ есть число способов, которыми можно выбрать N одинаковых частиц из M состояний.

В комбинаторике это известно как число сочетаний из M элементов по N и его обратное даёт искомую вероятность $P_{FD}\{n_i\}$:

$$P_{FD}\{n_i\} = \frac{1}{\Delta\Gamma_{FD}} = \frac{N!(M-N)!}{M!}. \quad (49)$$

Вместе с условием максимальности энтропии это даёт распределение ФД:

$$\bar{n}_i = \frac{1}{e^{E_i/kT} + 1}. \quad (50)$$

Итак, именно предположение квантовой механики о неразличимости частиц приводит к появлению квантовой статистики для двух видов состояний в зависимости от того, симметрична или антисимметрична их амплитуда вероятности при перестановках пар частиц.

4.2. Неразличимость как следствие консервативной диффузии

В ДКМ частицы остаются классическими и поэтому остаются различимыми. Поэтому возникает непростой вопрос о том, как квантовая статистика, в которой частицы эффективно неразличимы, может появиться в системе классических различимых частиц?

В газе микрочастиц имеются два вида вероятностных законов – столкновения частиц между собой ведут к статистическим законам, аналогичным классической статистике, а консервативная диффузия частиц *между* столкновениями ведёт к квантовым свойствам системы. Роль диффузии между столкновениями незначительна при высоких температурах и большой плотности состояний, когда малы числа заполнения, но становится существенной при низких температурах и не малых числах заполнения.

Поэтому, если для классических частиц в пустом пространстве все состояния равновероятны, то для таких же частиц, которые совершают между столкновениями ещё и флуктуации из-за фонового поля, эти вероятности не обязаны быть одинаковыми.

Проще всего это отличие проявляется для состояний с антисимметричными волновыми функциями, когда в одном состоянии может быть не более одной частицы. Это свойство не связано с многочастичностью системы и имеет место даже для системы из двух частиц, т.е. это – следствие именно квантовых флуктуаций. Поэтому для таких систем вместо числа распределений M^N надо взять всего лишь число сочетаний из M элементов по N и вместо (45) получается (49), в результате чего распределение МБ (46) заменяется распределением ФД (50).

Причина, из-за которой в системе классических частиц появится статистика БЭ была найдена Терзоффом и Байером [15]. Оказалось, что условие равной вероятности различных состояний различимых классических частиц, т.е. когда вероятность попадания частицы в каждую из M состояний равна $1/M$, является излишне сильным ограничением. Введя вместо этого более мягкое условие, они в классической физике получили распределение БЭ.

Смягчение условий означало, что в общем случае эти вероятности могут принимать произвольные значения $w_1, \dots, w_M$, ограниченные только обычными свойствами вероятностей $0 \leq w_i \leq 1$, $\sum_{i=1}^M w_i = 1$, и достаточно усреднить по всем

их допустимым значениям. Это сводится к интегрированиям по w_i ограничиваясь лишь тем, что сумма вероятностей должна равняться единице:

$$\frac{\left(\prod_{i=1}^M \int_0^1 dw_i \cdot w_i^{n_i} \right) \delta \left(1 - \sum_{i=1}^M w_i \right)}{\left(\prod_{i=1}^M \int_0^1 dw_i \right) \delta \left(1 - \sum_{i=1}^M w_i \right)} = \left(\prod_{i=1}^M \int_0^1 dw_i \cdot w_i^{n_i} \right) \delta \left(1 - \sum_{i=1}^M w_i \right). \quad (51)$$

Здесь возникает вопрос о том, почему равновероятность должна быть заменена на усреднение по произвольным вероятностям. В [15] на это не было ответа, потому что, в классическом идеальном газе для этого нет оснований, тогда как в стандартной квантовой механике частицы не считаются классическими.

Однако, в рамках ДКМ имеется ясный ответ на этот вопрос. Классическая газодинамика предполагает, что частицы между столкновениями движутся прямолинейно в пустом пространстве. Но в ДКМ классические частицы взаимодействуют ещё и с фоновым полем, и по этой причине между столкновениями совершают дополнительные флуктуации. Поэтому для каждой частицы вероятности заполнения приобретают дополнительный случайный разброс. Отсюда следует необходимость, во-первых, учитывать этот дополнительный разброс вероятностей и, во-вторых, усреднить по всем этим отклонениям как в (51).

Итак, для различных частиц мы заменим предположение о равной вероятности состояний на предположение о том, что различные конфигурации имеют разные весовые коэффициенты вероятности, т.е. присвоим каждому дискретному состоянию i произвольную вероятность с весом $\{w_i\}$ с обычными ограничениями на вероятности. В результате, вероятность статистики МБ (45) заменяется на

$$P\{n_i\} = N! \left[\prod_{i=1}^M \frac{1}{n_i!} \int_0^1 dw_i \cdot w_i^{n_i} \right] \delta \left(1 - \sum_{i=1}^M w_i \right). \quad (52)$$

Интегралы вычисляются путём включения ограничений на w_i в пределы интегрирования, т.е. с учётом $0 \leq w_2 \leq 1 - w_1$ при $M = 2$ и т.д. Каждый следующий интеграл имеет вид

$$\int_0^a dw \cdot w^m (a - w)^n \quad (53)$$

и вычисляется рекурсивно, что в итоге даёт результат БЭ (47).

Таким образом, в газе различных частиц, которые между столкновениями движутся не по классическим траекториям, а ещё дополнительно флуктуируют, имеет место распределение БЭ. Корреляция между частицами в разных состояниях, отсутствующая в классической механике, в ДКМ возникает из того факта, что диффузия частиц описывается амплитудами вероятности, заданными глобально, и амплитуды множества частиц взаимно перекрываются. Неразличимость частиц в квантовой статистике также проявляется эффективно как следствие учёта этих дополнительных флуктуаций и связанных с ними корреляций между частицами.

Принципиально новым свойством квантовых флуктуаций является принцип исключения Паули для систем частиц описываемых антисимметричной волновой функцией при перестановке частиц. Не обсуждая детали связи спина и статистики

отметим, что ДКМ, описывающая процессы с помощью амплитуд вероятностей, в общем случае допускает такие состояния независимо от причин их возникновения.

Плотность вероятности ρ есть квадрат модуля амплитуды $|\psi|^2$ и поэтому амплитуда, в отличие от вероятности, может иметь оба знака:

$$\psi = \pm |\psi|. \quad (54)$$

Поэтому если по каким-то причинам имеет место консервативная диффузия с антисимметричными волновыми функциями, меняющими знак при перестановке частиц, то будут наблюдаться все последствия статистики Ферми-Дирака и принципа Паули, следующие из изменения знака волновой функции при перестановках.

5. Следствия диффузионной квантовой механики

5.1. Квантовый потенциал как энергия локализация

Классическая частица в классическом пустом пространстве и внешнем потенциале V имела бы полную энергию $\mathbf{p}_v^2 / 2m + V$. Ансамбль таких частиц в физическом пространстве движется в фоновое поле и поэтому совершает квантовые флуктуации. При этом, если плотность вероятности имеет начальную неоднородность, то возникает диффузионный поток $\rho \mathbf{u}$. Рассмотрим теперь физический смысл энергии этого диффузионного потока $\bar{U}_u$:

$$\bar{U}_u = \int \frac{\mathbf{p}_u^2}{2m} \rho d^3 \mathbf{x}. \quad (55)$$

Состояние свободной частицы представляет плоская волна:

$$\psi = \text{const} \cdot e^{i(\mathbf{p}\mathbf{x} - Et)/2mD} \quad (56)$$

где $S(\mathbf{x}, t) = \mathbf{p}\mathbf{x} - Et$ и $\rho^{1/2} = \text{const}$. Поскольку $\mathbf{u} \sim \nabla \rho = 0$, то диффузионный импульс исчезает $\mathbf{p}_u = 0$, как и энергия соответствующего потока $\bar{U}_u = 0$. В результате, амплитуда вероятности частицы ψ (56) в каждый момент периодически распределена по всему пространству.

Для стационарных состояний сосредоточенных в конечной области, в системе покоя удерживающей их силы, или «центра инерции», $S(t) = -Et$ и $\rho(\mathbf{x})$ выражает локализацию частиц ансамбля вокруг этого центра с $\mathbf{u}^2 > 0$. Это свидетельствует о том, что энергия $\bar{U}_u$ соответствующая скорости диффузионного потока $\mathbf{u}$ связана с локализацией частицы в конечном объёме. Это та энергия, которая была передана ансамблю частиц при её локализации в этой области (стенками ящика, внешней силой и т.д.).

Итак, $\bar{U}_q$ есть та энергия, которая была потрачена внешними силами для локализации большей части ансамбля частиц в конечном объёме. Если внешняя силы прекратила действовать, то диффузионный поток, приведёт к «расплыванию» ансамбля частиц $\rho \rightarrow \rho' \sim \text{const}$. Поэтому, поскольку диффузия делокализует ансамбль частиц и, в конечном итоге, приводит к $\rho = \text{const}$. и $\mathbf{u} = 0$, то энергия, связанная с $\mathbf{p}_u^2 / 2m$, представляет собой потенциальную энергию локализации.

Чем меньше область локализации, тем больше градиент ρ и больше энергия локализации U_u , и этот факт объясняет соотношения неопределённостей (21).

5.2. Постоянство скорости света из постоянства флуктуаций

Диффузия частиц происходит из-за их флуктуаций в сплошных средах. Поэтому основная характеристика диффузии частицы, выражающая взаимодействие со средой, это скорость флуктуаций частицы $\mathbf{u}_q$. В обычной среде среднее этой скорости равно нулю, а среднеквадратичное значение отлично от нуля и пропорционально температуре среды:

$$\overline{\mathbf{u}_q} = 0, \quad \overline{\mathbf{u}_q^2} \sim T. \quad (57)$$

Существование флуктуаций классических частиц в фоновом поле свидетельствует о наличии эффективной температуры вакуума T_v .

В классической статистической механике флуктуирующая среда в виде газа, состоящего из атомов и молекул, имеет систему покоя, где покоится, например, сосуд с газом. Эта система отсчёта оказывается привилегированной системой отсчёта для примесных атомов, диффундирующих в данном газе.

В случае же фонового поля принцип относительности исключает существование выделенной системы отсчёта и требует, чтобы флуктуации классических частиц в этом вакууме происходили одинаково во всех инерциальных системах отсчёта.

Это возможно лишь в случае, если величина скорости свободного пробега частицы между взаимодействиями с фоновым полем является инвариантной скоростью, которая одинакова во всех инерциальных системах. Из опыта такая скорость хорошо известна и представляет собой скорость света $|\mathbf{u}_f| = c$.

Таким образом, постоянство скорости света, свойство, на котором основана специальная теория относительности, оказывается следствием принципа постоянства квантовых флуктуаций в фоновом поле. Более того, необходимость перехода от классической механики к релятивистской теории также оказывается одним из следствий ДКМ, как и сама специальная теория относительности.

До сих пор были вопросы, на которые не было ответа в рамках теории относительности: почему скорость света универсальна и почему она инвариантна?

В рамках ДКМ, как видим из вышеизложенного, возникают ответы на них: скорость света есть скорость флуктуаций классических частиц в фоновом поле, и она инвариантна потому, что инвариантны квантовые флуктуации.

Таким образом, вместо двух постулатов, об инвариантности квантовых флуктуаций и скорости света, в ДКМ достаточно одного постулата об инвариантности флуктуаций, а второй, об инвариантности скорости света, является его следствием.

5.3. Энергия покоя частиц как тепловая энергия флуктуаций в фоновом поле

Тепловая энергия частиц $3kT/2$ в среде (газ, жидкость) с температурой T равна средней кинетической энергии их тепловых флуктуаций, т.е. пропорциональна массе и среднеквадратичной скорости частиц v_T^2 :

$$\bar{U}_T = \frac{3}{2} kT_v = m \frac{v_T^2}{2}. \quad (58)$$

Такая же ситуация, естественно, должна быть и для частиц конечной массы, флуктуирующих в фоновом поле, т.е. они должны иметь «тепловую» энергию флуктуаций пропорциональную их массе $U_m \sim m$.

Как это уже отмечалось, энергия локализации U_u отсутствует для свободных частиц из-за того, что у них $\rho = const$. Поэтому, если исключить для них и энергию дрейфа, перейдя в систему покоя $\mathbf{v} = 0$, то у таких свободных частиц полная энергия сводится только к их «тепловой» энергии U_m :

$$U_m \sim mv_q^2 \quad (59)$$

где v_q - «тепловая» скорость квантовых флуктуаций частицы в вакууме.

При консервативной диффузии тепловая скорость v_q зависит от интенсивности флуктуаций среды и не зависит от свойств флуктуирующей частицы. Здесь U_m должна быть как у локализованных, так и у свободных частиц, как имеющих дрейфовую скорость, так и не дрейфующих в данной инерциальной системе отсчёта. Эта часть энергии частиц должна была проявиться раньше как в теории, так и в экспериментах. При трактовке частиц в пустом окружающем фоне с классическим пространством эта энергия должна была выглядеть загадочной и необъяснимой.

Единственной известной частью энергии частиц с такими свойствами является энергия покоя частиц в релятивистской теории $E_0 = mc^2$. Поэтому именно её можем отождествить с постоянной тепловой энергией флуктуаций частицы в фоновом поле $\bar{U}_m = E_0$. Здесь, как и в предыдущем разделе 5.3, снова приходим к выводу, что «тепловая» скорость квантовых флуктуаций частицы в (59) равна скорости света $v_q \sim c$.

В результате, энергия флуктуаций частицы конечной массы в фоновом поле содержит постоянную часть, энергию «тепловых» флуктуаций, которая проявляется как энергия покоя:

$$\bar{U}_m = mc^2. \quad (60)$$

Таким образом, если релятивистская теория ввела в физику энергию покоя $E_0 = mc^2$, новое дополнение к энергии любой частицы конечной массы, играющей значительную роль в физике, то DCM позволяет объяснить её смысл и происхождение.

5.4. Гравитация как локальный дефицит энергии флуктуаций в фоновом поле

В ДКМ полная энергия системы «частица + фоновое поле» сохраняется из-за того, что флуктуации частицы происходят за счёт обмена энергией с фоновым полем также, как и с любым другим внешним полем. Это означает, как и в случае других

полей, увеличение (уменьшение) энергии классической частицы при каждой её флуктуации компенсируется уменьшением (увеличением) энергии фонового поля.

В результате средняя энергия флуктуаций, которая передаётся частице из фонового поля, увеличивает полную энергию частицы. Соответственно, полная энергия фонового поля уменьшается на ту же величину и его плотность энергии в окрестности частицы становится меньше, чем на удалении.

Влияние одной или даже множества микрочастиц на состояние фонового поля практически незаметно. Однако при сосредоточении очень большого числа частиц в достаточно малой области это влияние становится заметным в том смысле, что оно уже влияет на флуктуации частиц как в этой области, так и в её окрестностях.

Локальное снижение плотности энергии фонового поля ρ_V в такой области означает, что интенсивность флуктуаций всех частиц в этой области уменьшается. Тем самым, такое локальное уменьшение ρ_V оказывается равносильным локальному «охлаждению» фонового поля. Это в свою очередь порождает аналог термодиффузионного потока частиц из областей с более высоким ρ_V в эту область с пониженным ρ_V , т.е. область с очень большим скоплением частиц эффективно притягивает другие частицы.

Из-за консервативности диффузии скорость такого «термодиффузионного» потока частиц будет возрастать с каждым их сдвигом кумулятивно и возникает «термодиффузионное ускорение». Это ускорение зависит лишь от локальных свойств фонового поля и практически не зависящее от масс ускоряемых частиц.

В более «холодной» области также происходят снижение интенсивности флуктуаций отдельных частиц и «тепловые» сокращения расстояний между ними, т.е. собственные времена лёгких частиц замедляются, а масштабы сокращаются.

Всё это характерные свойства гравитации и то, что они следуют из ДКМ при учёте влияния на плотность энергии фонового поля очень больших концентраций частиц свидетельствует о том, что гравитацию можем считать одним из квантовых явлений. Таким образом, диффузионная трактовка квантовых явлений естественным образом ведёт к термодиффузионной трактовке и гравитации.

Поскольку эта трактовка основана на квантовых представлениях, то она реализует синтез гравитации и квантовой теории. Из двух гипотез физики – квантовых флуктуаций и гравитации - ДКМ оставляет как гипотезу только первую, а вторая оказывается её следствием, и теория гравитации становится частью ДКМ. Термодиффузионная трактовка гравитации будет рассмотрена во второй статье [12].

5.5. Конденсат скалярного поля СМ как кандидат на роль фонового поля

Основой современной физики частиц является Стандартная Модель (СМ). В СМ наличие массы, а значит и энергии покоя фундаментальных частиц (трёх поколений кварков и лептонов, калибровочных бозонов $W^\pm, Z^0$, скалярной частицы H^0) связывается с взаимодействием с вакуумным конденсатом скалярного поля. Отличие масс частиц связано с отличием констант их взаимодействия со скалярным

полем, а значит и с конденсатом. Фотон и глюоны не имеют энергии покоя из-за того, что прямо не взаимодействуют со скалярным полем.

В ДКМ эти же энергии покоя частиц СМ, как это обсуждалось выше, связаны с тепловыми энергиями их флуктуаций в фоновом поле.

Это означает, что вакуумный конденсат скалярного поля СМ может быть отождествлён с фоновым полем ДКМ. Это, в свою очередь, предъявляет новые требования к самому конденсату, а именно, вакуумный конденсат должен:

а) флуктуировать и эти флуктуации должны быть инвариантными относительно преобразований группы Пуанкаре;

б) взаимодействовать с классическими частицами как внешнее поле, выступая источником их «квантовых» флуктуаций;

в) терять энергию, затраченную на флуктуации частиц и ставшей их энергией покоя, за счёт понижения своей энергии в целом на эту величину.

Главным достижением такой интерпретации является обеспечение сохранения энергии в системе «частица + вакуумный конденсат» в ходе флуктуаций частиц. В частности, внезапное увеличение энергии частицы при преодолении потенциального барьера компенсируется уменьшением энергии конденсата на эту же величину.

Другим позитивным фактом является то, что гипотетическое фоновое поле теперь может быть связано с конденсатом СМ, наличие которого косвенно подтверждается большой совокупностью опытов физики частиц.

Во второй статье [12], где будет рассматриваться термодиффузия в фоновом поле, проявляющаяся как гравитация, связь с конденсатом СМ и проявления её деформации будут обсуждены более детально.

5.6. Составные модели с диффузионным механизмом для малой массы

В Стандартной Модели (СМ) физики частиц число основных частиц, формально вводимых как бесструктурные, велико и составляет несколько десятков. Однако, СМ не исключает, что эти частицы могут иметь внутреннюю структуру на очень малых расстояниях и это даже желательно.

Во-первых, фундаментальность скалярной частицы является недостатком СМ, так как петлевые вклады скалярных полей растут с энергией обрезания степенным образом и становятся очень большими задолго до планковского масштаба. Во-вторых, если первичность стабильных частиц первого поколения кварков и лептонов ещё можно понять, то трудно считать настолько же первичными ещё два их поколения, отличающиеся в основном лишь массами.

В связи с этим были созданы составные модели частиц СМ, субчастицы которых стали называть под первоначальным именем *преоны*, применяя другие названия для конкретных моделей (см., например [16]).

Однако, в этих моделях возник *парадокс массы* – малость области локализации преонов ведёт к большим кинетическим энергиям преонов из-за соотношения неопределённостей, тогда как наблюдаемые массы частиц СМ на много порядков меньше. Это означает, что энергия связи преонов должна почти полностью компенсировать их кинетическую энергию. Но даже в этом случае разница масс между возбуждёнными состояниями должна быть намного больше масштаба масс частиц СМ, и в результате второе и третье поколения фермионов не могут быть просто возбуждёнными состояниями первого поколения.

Попытки совместить парадокс массы с квантовой механикой или обойти его различными способами существенно усложняли модели, в результате чего преонные модели перестали вызывать прежний интерес. Вместо них стали развивать теории с несоставными частицами, которые порождали больше проблем, чем решали и приводили к ещё более сложным наборам первичных частиц, чем даже сама СМ.

Диффузионная трактовка возможно реанимирует составные модели СМ, так как в ней есть механизм образования составных частиц малой массы, аналогичный механизму химических реакций между примесями [14]. Этот механизм может снять парадокс массы, позволяя «обойти» соотношения неопределённостей.

Если в среде из тяжёлых атомов два лёгких атома с разными массами начали диффундировать на расстоянии намного больше длины свободного пробега, то механизм диффузии препятствует их дальнейшему сближению. Для образования ансамбля составных частиц надо локализовать каждый из ансамблей примесных атомов в определённом малом объёме и это предполагает затрату энергии тем больше, чем меньше конечный объём локализации этих ансамблей. Однако, если две частицы вначале случайно находились на расстоянии меньше длины свободного пробега и за время меньшее времени пробега успели образовать связанное состояние (атомы соединились в молекулу), то далее эта составная частица (молекула) диффундирует так же, как другие лёгкие атомы, хотя и с массой чуть меньше суммарной массы первоначальных частиц.

В статье [17] было предложено использовать такой же механизм образования составных частиц малой массы и в ДКМ и затем этот механизм был применён к простейшей из моделей преонов – модели рионов [16].

Этот механизм, если окажется реалистичным, практически снял бы парадокс массы, сделав составные модели частиц СМ состоятельными и тем самым ещё более упростив ситуацию с объединением полей.

Заключение

В статье сформулированы основные положения ДКМ. Формализм квантовой механики был основан на картине самопроизвольно флуктуирующих квантовых частиц в пустом пространстве, тогда как в диффузионной картине частицы классические, но погружены в флуктуирующее фоновое поле.

При этом, если в квантовой механике этот формализм постулировался как набор математических аксиом, то в ДКМ он выводится из следующих из экспериментов двух физических принципов – постоянства квантовых флуктуаций и диффузии, согласно которому флуктуации одинаковы во всех инерциальных системах отсчёта, а также квантового принципа эквивалентности, согласно которому эволюция ансамбля квантовых частиц эквивалентна диффузии классических частиц в флуктуирующем фоновом поле.

Канонический формализм, который описывает консервативную диффузию с учётом её специфики приводит к каноническим уравнениям которые нелинейны относительно ρ . При канонических преобразованиях с целью линеаризации эти уравнения переходят в уравнение Шрёдингера для амплитуды вероятности.

ДКМ тем самым естественным образом воспроизводит формализм квантовой механики, включая квантовую статистику, а также приводит к некоторым новым следствиям. Одно из них – термодиффузия в неоднородном фоновом поле, приводящее к диффузионной трактовке гравитации, будет обсуждаться во второй статье.

Задачами для дальнейших исследований становятся в основном причины и механизмы флуктуаций фонового поля, а также их дальнейшие следствия. Принятие же этих флуктуаций как наблюдательного факта в виде соответствующего физического принципа приводит к простой и ясной физической картине квантовых явлений.

Приложение. Интерпретация квантовой механики в ДКМ

А. Вывод аксиом формализма квантовой механики из ДКМ

Формализм квантовой механики, как указывалось выше, исходит из набора математических аксиом, которые теперь могут быть объяснены с точки зрения ДКМ.

Стандартный перечень аксиом квантовой механики выглядит следующим образом:

1. Для заданной физической системы существует вектор состояния Φ в гильбертовом пространстве, или волновая функция ψ в координатном представлении, который содержит всю информацию о системе, а квадрат модуля вектора состояния $|\Phi|^2$ даёт вероятность того, что в данный момент времени система характеризуется набором переменных, характеризующих состояние системы.

2. Любой наблюдаемой физической величине соответствует линейный эрмитов оператор в гильбертовом пространстве.

3. Физическая система является собственным состоянием оператора A , отвечающим собственному значению a , если $A\Phi_n = a_n \Phi_n$.

4. Произвольная волновая функция, или вектор состояния, физической системы может быть разложена по полной ортонормированной системе собственных функций полного набора коммутирующих операторов.

5. Результатом измерения наблюдаемой физической величины является одно из её собственных значений.

6. Развитие физической системы во времени описывается уравнением Шрёдингера, в котором гамильтониан H - линейный эрмитов оператор.

7. Квантовые частицы с одинаковыми свойствами неразличимы.

В ДКМ ансамбль классических частиц описывается функциями ρ, S , из которых и образуется волновая функция ψ в координатном представлении. Уравнения движения для ρ, S нелинейны, но при переходе к ψ они линеаризуются и переходят в уравнение Шрёдингера. Средние значения физических величин при записи в терминах волновых функций переходят в средние от соответствующих эрмитовых операторов. Неразличимость частиц эффективно возникает из того факта, что классическая статистика заменяется квантовой статистикой.

Все приведённые выше постулаты, таким образом, являются следствиями ДКМ, физической картины, описываемой средствами классической физики, но с учётом специфики консервативной диффузии в флуктуирующем фоновом поле.

Поскольку весь формализм квантовой механики выводится из приведённых выше аксиом, то, следовательно, этот формализм естественным образом следует из физических принципов ДКМ, состоящей в описании того факта, что частицы

флуктуируют и совершают консервативную диффузию не в пустом пространстве, а из-за взаимодействия с флуктуирующим фоновым полем.

В. Парадоксы интерпретаций квантовой механики и их решение в ДКМ

Математический формализм квантовой механики возник при попытках описать наблюдаемые во множестве экспериментов квантовые флуктуации микрообъектов. Но физическая интерпретация этого формализма, несмотря на многочисленные попытки, оставалась незавершённой. Для адекватной физической интерпретации необходимо было определить источник флуктуаций микрообъектов – это либо приборы, либо они сами такие, или же флуктуирует окружающий их фон.

Сначала были изучены флуктуации из-за приборов, так как при измерениях воздействие макроскопических приборов на классические микрочастицы могло систематически вносить элемент случайности. Но оказалось, что квантовые явления не объясняются этими флуктуациями. Во-первых, в ансамбле из многих одинаковых опытов над отдельной частицей случайности из-за измерений можно свести к необходимому минимуму и, тем не менее, квантовые свойства микрочастиц, например, дискретность уровней энергии или радиоактивный распад, при этом не исчезают. Во-вторых, квантовые явления определяют структуру вещества во всей вселенной без каких-либо наблюдателей и их приборов. Тем самым выяснилось, что приборы не порождают, а лишь фиксируют объективные квантовые флуктуации.

Тогда для выбора источника квантовых флуктуаций остаются лишь две возможности – это либо сами микрообъекты, либо окружающий их фон. Стандартный формализм квантовой механики был сформулирован исходя из *первой* возможности, что окружающий фон – это пустое классическое пространство, но микрообъекты «квантовые» и способны флуктуировать самопроизвольно. Отметим, что предположение о классическом характере окружающего фона на уровне микрочастиц чисто интуитивное и не имеет никакого наблюдательного основания. А результат же этого – случайность изменений энергии и импульса микрочастиц в однородном пространстве и времени – парадоксален и вызывал много возражений.

В классической механике частица на дне потенциальной ямы конечных размеров и большой высоты остаётся навечно из-за нехватки энергии для ухода. В квантовой механике же, при самопроизвольной флуктуации с достаточно большой энергией, частица в принципе может покинуть эту яму, преодолев потенциальный барьер любой конечной высоты и ширины. Если считать, что пространство пустое и что на частицу не действует ничего, кроме запирающего потенциала, то возникает парадокс, так как частице неоткуда взять недостающую (и не малую) энергию.

Заметим, что наивное «объяснение» этого тем, что для «квантовых» частиц имеет место соотношение неопределённостей, есть известный логический трюк, когда причина объясняется её же следствием. Соотношение неопределённостей описывает лишь одно из следствий существования квантовых флуктуаций и никак не может служить объяснением самих этих флуктуаций.

Аналогом такой самопроизвольной флуктуации энергии среди людей является парадокс, который назовём парадоксом Мюнхаузена. Однажды барон Мюнхаузен, по его утверждению, вытащил себя из болота на берег вместе с конём, сильно дёрнув себя за собственные волосы. Парадокс в том, что об этом чуде говорил барон, человек уважаемый и ему следовало верить, но его утверждение, как и большинство чудес, было неповторимо и противоречило обычному опыту остальных людей.

Для решения парадокса важен тот факт, что, способ выходы Мюнхаузена из болота это не твёрдо установленный факт, а лишь миф о чудесной способности. Аналогично, хотя результат радиоактивного распада наблюдается, выбор самой

вышедшей из потенциальной ямы частицы как источника нужной ей энергии есть не факт, а такой же миф о чудесной (мюнхаузенской) способности. Отметим, что желание сохранить пустой окружающий фон не может быть оправданием для отказа от такого базового закона физики как сохранение энергии изолированного объекта.

В ДКМ парадокс Мюнхаузена отсутствует, так как использована *вторая* возможность, когда частицы остаются классическими, а источником их флуктуаций является действие на них окружающего их фона. Когда под действием флуктуаций фонового поля энергия частицы на короткое время становится очень большой, энергия фонового поля в этом месте понижается на такую же величину, что и обеспечивает сохранение полной энергии системы в целом.

Отметим, что введение фонового поля было характерно для ряда трактовок, которые обсуждались выше. Хотя упрощённые модели флуктуаций фона не позволили этим гипотезам стать состоятельными теориями, тем не менее они указали способ освобождения микрочастиц от самопроизвольных флуктуаций путём введения для этого внешнего источника - флуктуирующего фонового поля.

Отличие ДКМ от этих упрощённых моделей состоит, во-первых, в опоре не на частные модели, а на физические принципы, следующие из наблюдений и, во-вторых, во введении фонового поля без уточнения его конкретных свойств, учитывая лишь факты флуктуаций этого поля и сохранения полной энергии системы «частица + фоновое поле». Третьим отличием является то, что принцип относительности требует инвариантности флуктуаций и диффузии в этом поле, что и обеспечивает консервативность диффузии независимо от её микроскопического механизма.

С. Эксперимент с щелями и дуализм волн и частиц

В формализме квантовой механики вопрос о физическом смысле дуализма волна-частица был одним из наиболее загадочных. В ДКМ, где частицы классические, для отдельной частицы понятия дуализма «частица-волна» не существует. Дуализм есть следствие их взаимодействия с фоновым полем и проявляется только для ансамбля частиц, описываемой волновой функцией.

В известном эксперименте с двумя щелями частицы, испущенные источником и прошедшие экран с двумя щелями, на втором экране за щелями образуют интерференционную картину [11]. В ДКМ частицы не изолированы и кроме экрана с щелями взаимодействуют также и с фоновым полем на всём протяжении пути от источника до второго экрана. Они движутся по классическим, но случайным в каждом малом участке траекториям, соответствующим консервативной диффузии, когда движение ансамбля частиц описывается комплексной волновой функцией, подчиняющейся уравнению Шредингера. При многократном повторении опыта поэтому возникает интерференционная картина из-за сложения не самих вероятностей двух альтернатив, а амплитуд их вероятностей.

Диффузионная трактовка также даёт простое и удовлетворительное решение одного из парадоксов ортодоксальной квантовой механики. В ней полагалась, что каждая частица при прохождении через экран с двумя щелями одновременно проходит через обе щели и поэтому на втором экране интерферирует сама с собой. В действительности это «удвоение» частицы не следует из формализма квантовой механики и представляет собой лишь распространённое заблуждение.

Квантовая механика, как любая статистическая теория, даёт распределение вероятностей, в данном случае определяемого через амплитуду вероятности, и не даёт никаких точных предсказаний для отдельного случайного события с отдельной частицей. А амплитуда вероятности же, как и любая вероятность, определена для

определённого ансамбля опытов над отдельными частицами. Возможность прохода отдельных частиц через одну из двух щелей задаёт определённое распределение вероятностей и под интерференцией понимается специфическое распределение вероятностей из-за сложения амплитуд двух этих альтернатив. Это касается формального возражения на вышеуказанное заблуждение.

Таким образом, если, как это было прежде, рассуждать о частицах и экранах на фоне пустого классического пространства, то нет никакой возможности объяснить такое нетривиальное явление, как интерференция в распределении вероятностей для частиц, которые проходят только через одну из щелей. Привлечение такого абсурдного «объяснения», как одновременное (!) прохождение частицы через две щели является следствием абсурдности исходного предположения об изолированности флуктуирующих частиц.

ДКМ же позволяет дать последовательное физическое объяснение этого эксперимента, учитывая кроме взаимодействия с экранами ещё и взаимодействие частиц с фоновым полем, после чего загадочность ситуации исчезает. В этой картине ни частицы, ни экраны не несут ответственности за интерференционную картину, так как она обусловлена спецификой диффузии в том нетривиальном фоне, в который погружены как частицы, так и экран с щелями.

Этот процесс происходит без интерференции, когда открыта только одна из щелей, и происходит с интерференцией, когда открыты обе щели. Каждая частица, конечно же проходит только через одну из щелей и «не знает», открыта вторая щель или нет. Но фоновое поле «знает» открыта или закрыта каждая из щелей через глобально заданные амплитуды вероятностей, описывающие диффузию в этом поле. Поэтому ансамбль частиц, соответствующая повторным опытам с одной частицей, либо интерферирует на втором экране, либо нет в зависимости от того, какое распределение вероятностей образуется при консервативной диффузии в фоновом поле с той или иной конфигурацией щелей и экранов.

Таким образом, интерферирует с самим собой не отдельная частица, а ансамбль частиц погружённая в флуктуирующий фон, т.е. интерференционная картина образована многократным повторением опыта и существует только для ансамбля опытов. Тот факт, что частица имеет малую вероятность попадания в отдельные участки экрана и большую вероятность в другие, означает лишь нетривиальность распределения вероятностей из-за сложения амплитуд. Это же, в свою очередь, является свидетельством наличия кроме частиц и «прибора» (экранов), также и фонового поля (физического вакуума), флуктуации которого и дают такое нетривиальное распределение.

И, наконец, в обычной интерпретации квантовой механики преподносится как парадоксальный факт исчезновения интерференции при «подглядывании» за тем, через какую из двух открытых щелей прошла каждая из частиц. В ДКМ этот феномен не является парадоксом, так как когда нет «подглядывания» за частицами, ансамбль является чистым и суммируются амплитуды, а если частицы кроме экрана с щелями и фонового поля взаимодействуют ещё и с «считающими» устройствами за щелями, то такой ансамбль станет смешанным и суммируются вероятности двух альтернатив.

Литература

1. Madelung, E. (1926) *Zs. Phys.*, **40**, 322.
2. Ehrenfest, P. (1927) *Zs. Phys.*, **45**, 455.
3. Schrödinger E. (1930) *Sitz. Preus. Akad. Wiss.*, 418; (1932) *Ann. I.H.P.* 2(4) 269.
4. Fürth, R. (1933) *Zs. Phys.*, **81**, 143.

5. Fényes, I. (1952). *Z. Phys.*, **132**, 81.
6. Nelson E. (1966) *Phys. Rev.*, **150**, 1057; (1985) *Quantum Fluctuations*. Pr.U.P.
7. Guerra F., Marra R. (1983) *Phys. Rev. D* **28**, 1916.
8. Weizel (1953) *Zs. Phys.*, **135**, 270.
9. Grabert H., Hänggi P., Talkner P. (1979) *Phys. Rev. A* **19**, 2440.
10. Feynman R. P. (1948) *Phys. Rev.*, **20**(2), 367.
11. Фейнман Р., Хибс А. (1968) *Квантовая механика и интегралы по траекториям* М.
12. Закир, З. (2020) *Квант. и грав. физ.*, **1:004-7129**.
13. Закир З. (2020) *Диффузионная квант. мех. и диффузионная гравитация*. ЦТФА, Т.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. (2002) *Статистическая физика*. 5-изд. М
15. Tersoff J., Bayer D. (1983) *Phys. Rev. Lett.* **50**, 553.
16. Harari H. (1979) *Phys. Lett.* **86B**, 83; Shupe M.A. (1979) *Phys. Lett.* **86B**, 87.
17. Закир З. (2016) *ТФАК*, **11**, 1.