КВАНТОВАЯ И ГРАВИТАЦИОННАЯ ФИЗИКА
2:013, 7 с., 01.11.2021; doi:10.9751/KGF.2-013.7610
ISSN 2181-0478; EISSN 2181-0494

Диффузионная трактовка квантовой механики и её следствия

Захид Закир
Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент Узбекистан
zzakir@qgph.org

Аннотация

Локализованный ансамбль свободных микрочастиц распространяется как при диффузии без трения, удовлетворяющей принципу относительности. Ансамбль классических частиц в флуктуирующем классическом скалярном поле диффундирует аналогично, и эта аналогия используется для формулировки диффузионной квантовой механики (ДКМ). ДКМ воспроизводит квантовую механику для однородного и гравитацию для неоднородного скалярного поля. Поток диффузии и плотность вероятности связаны законом Фика, коэффициент диффузии постоянен и инвариантен. Гамильтониан включает в себя «тепловую» энергию, кинетические энергии дрейфа и диффузионного потока. Плотность вероятности и функция действия дрейфа образуют каноническую пару и канонические уравнения для них приводят к уравнениям Гамильтона-Якоби-Маделунга и непрерывности. При каноническом преобразовании в комплексную амплитуду вероятности они образуют линейное уравнение Шредингера. ДКМ объясняет появление квантовой статистики, энергии покоя («тепловая» энергия) и гравитации («термодиффузия») и ведёт к механизму малой массы для составных частиц.

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовая механика основана на математических аксиомах, а не на физических принципах, вытекающих из экспериментов, и поэтому до сих пор представляла собой только успешную математическую модель. Вывод её формализма из физических принципов был одной из главных проблем квантовой физики, поскольку это завершило бы долгую историю становления квантовой механики как фундаментальной физической теории. Ключевым шагом к этому является обнаружение физического механизма, ведущего к квантово-механическому формализму.

Фактически, первым шагом в этом направлении была гидродинамическая форма уравнения Шредингера, найденная Маделунгом [1], а вторым шагом - открытие Эренфестом [2], Шредингером [3] и Фюртом [3] аналогии с некоторым диффузионным процессом.

Они показали, что свободные микрочастицы не только флуктуируют, но и плотность вероятности в их локализованном вначале ансамбле распространяется в пространстве как некоторый диффузионный процесс. Такая диффузия должна быть без трения, то есть консервативной, как этого требуют принцип относительности (т.е. должна происходить аналогично в любой инерциальной системе отсчёта), и симметрия относительно обращения времени. Действительно, групповая скорость волнового пакета, описывающего этот процесс в квантовой механике, остаётся постоянной.

Одной из первых попыток найти консервативную диффузию в классических системах была стохастическая трактовка [5,6,7], основанная на сочетании двух семейств броуновских движений. Однако оказалось, что квантовая механика не сводится к таким простым марковским процессам [8-9]. Тем не менее эта попытка привела к формализму консервативной диффузии [7], который слабо зависит от механизма флуктуаций.

Аналогия с диффузией в её интегральном представлении также лежит в основе интеграла по путям Фейнмана [10], комплексной версии интеграла Винера для обычной диффузии. Но и этот математический метод не имел физического объяснения.

Все эти попытки основывались на общей идее о флуктуирующем классическом фоновом поле, при взаимодействии с которым классические частицы приобретают квантовые свойства. Классический характер частиц и фонового поля радикально упростил ситуацию, поскольку исключил тот элемент иррационализма стандартной интерпретации, когда «квантовые» частицы якобы обладали способностью флуктуировать в пустом и однородном евклидовом пространстве без внешней причины, спонтанно меняя свою энергию и импульс. Наивные попытки приписать появление вероятности некому наблюдателю довели этот иррационализм до абсурда, поскольку этому наблюдателю приписывались высшие способности, например, создавать атомные уровни для всех атомов во всей вселенной и, более того, во все времена. Флуктуации классического поля как протяжённого объекта более естественны и приемлемы с физической точки зрения, поскольку спонтанное увеличение энергии поля в одном месте может быть компенсировано таким же уменьшением в других местах.

В любой из трактовок, которая выводит квантовую механику из некоторых более общих физических принципов, квантовая механика не должна изменяться при описании известных экспериментов, как считал Бор, но должна быть дополнена каким-то физическим механизмом, из которого следует её формализм, как предполагал Эйнштейн [11]. Флуктуации микрочастиц и диффузионное поведение их ансамбля, аналогичные в любой инерциальной системе отсчёта, указывают на то, что этот механизм может быть связан с флуктуирующим классическим полем как источником флуктуаций частиц, и что это поле должно быть скалярным полем, чтобы быть инвариантным. Так как скалярное поле решило ряд фундаментальных проблем физики частиц, то такой механизм в квантовой механике также вполне уместен.

Такая трактовка квантовых явлений на основе взаимодействия классических частиц с флуктуирующим классическим скалярным полем была предложена в [12] как *диффузионная квантовая механика* (ДКМ).

В данной статье, после краткого описания ДКМ и диффузионного объяснения основных квантовых явлений, мы более подробно проанализируем его новые следствия. Диффузионная гравитация, непосредственно вытекающая из ДКМ как термодиффузия в неоднородном скалярном поле, будет рассмотрена в [13].

В разделах 2 и 3 рассматриваются физические принципы ДКМ, вывод формализма квантовой механики и квантовой статистики. В разделе 4 обсуждаются некоторые новые следствия ДКМ.

2. КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КАК КОНСЕРВАТИВНАЯ ДИФФУЗИЯ

2.1. Физические принципы ДКМ

Геометрический постулат, лежащий в основе классической и квантовой механики, что физическое пространство непрерывно, однородно и изотропно, остаётся в силе и в ДКМ. Принцип относительности, также как в классической и квантовой механике, остаётся *первым физическим принципом* ДКМ.

Если поведение ансамбля квантовых частиц подобно на специфическую диффузию классических частиц, то необходимо выяснить, в чём состоит эта специфика и как можно описать этот тип диффузии. Далее, как и в нерелятивистской квантовой механике, ограничиваемся нерелятивистским приближением, чтобы отделить чисто квантовые эффекты от релятивистских усложнений.

В случае обычной (диссипативной) диффузии частицы в среде, газе или жидкости, трение играет существенную роль, и система покоя этой среды (или её части, где частицы диффундируют) является выделенной системой отсчёта для этого ансамбля. Трение постепенно снижает начальную ненулевую скорость дрейфа, и ансамбль становится покоящимся относительно среды. В отличие от диссипативной диффузии квантовые явления происходят одинаково во всех инерциальных системах отсчёта в строгом соответствии с принципом относительности. Таким образом, первая особенность нового вида диффузии состоит в том, что она должна быть без трения, консервативной диффузией, что означает постоянство скорости дрейфа в ансамбле свободных частиц.

Принцип относительности и однородность пространства и времени приводят к постоянству и инвариантности коэффициента диффузии D, который определяется законом Фика, тогда как соответствие с классической механике требует его пропорциональности постоянной Планка $D = \hbar b$. Если положить константу пропорциональности равной $b = 1/2m_q$, где m_q - некоторая «квантово-диффузионная масса» частицы, то это даёт $D = \hbar / 2m_q$. Эксперименты показывают, что она равна инертной массе: $m_q = m_{in}$ [14] и обозначим её как m.

В классической физике есть пример среды, флуктуации которой инвариантны и происходят одинаково во всех инерциальных системах отсчёта. Это - флуктуирующее классическое скалярное поле, где эволюция во времени локализованного ансамбля взаимодействующих с ним классических частиц является примером консервативной диффузии. В этом случае, если начальная плотность вероятности для ансамбля свободных частиц в инерциальной системе отсчёта K имела гауссову форму и нулевую скорость дрейфа $\mathbf{v} = 0$, то в другой инерциальной системе отсчёта K', движущейся относительно K со скоростью $\mathbf{V}$, центр распределения будет двигаться с постоянной скоростью дрейфа $\mathbf{v}' = -\mathbf{V}$. И наоборот, ансамбль в K' с таким же распределением и $\mathbf{v}' = 0$, диффундирует как в K, но движется относительно K со скоростью дрейфа $\mathbf{v} = \mathbf{V}$.

Таким образом, чтобы построить диффузионную теорию квантовых явлений, нам необходимо рассмотреть описание движения ансамбля классических частиц в классическом скалярном поле. Следовательно, постулат о существовании флуктуирующего классического скалярного поля, косвенно подтверждённый на опыте фактом квантовых флуктуаций свободных микрочастиц, является *вторым физическим принципом* ДКМ. Тогда, как будет показано ниже, гидродинамическая картина, где соответствующая диффузия описывается только плотностями и потоками, без указания её источника и природы, позволяет вывести формализм квантовой механики и объяснить квантовое поведение диффундирующих классических частиц.

2.2. Кинематика и динамика DQM

Классические частицы, взаимодействующие с флуктуирующим классическим скалярным полем, движутся хаотически, и состояния одночастичного ансамбля описывается плотностью вероятности $\rho(\mathbf{x}, t)$, нормированной на единицу:

$$\int \rho(\mathbf{x}, t) d^3x = 1. \tag{1}$$

Если плотность $\rho(\mathbf{x}, t)$ распределена неоднородно и её градиент отличен от нуля, то возникает диффузионный поток $\mathbf{j}_D \equiv \mathbf{u}\rho$, где $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ - это локальная скорость диффузии. Как и в любой диффузии $\mathbf{j}_D \sim -\nabla\rho$ и поток подчиняется закону диффузии (закон Фика):

$$\mathbf{j}_D = \mathbf{u}\rho = -D\nabla\rho = -\frac{\hbar}{2m}\nabla\rho. \qquad (2)$$

Это даёт выражение для $\mathbf{u}$ и определяет её свойства:

$$\mathbf{u} = -\frac{\hbar}{2m}\frac{\nabla\rho}{\rho}, \quad \bar{\mathbf{u}} = \int \mathbf{u}\,\rho\, d^3x = 0, \quad \int \mathbf{u}^2 \rho\, d^3x \neq 0. \quad (3)$$

Эти свойства $\mathbf{u}$ дают соотношение неопределённости для импульса диффузионного потока $\mathbf{p}_\mathbf{u} = m\mathbf{u}$ ($\bar{\mathbf{x}} = 0$):

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

Эти соотношения означают, что диффузионный поток стремится уменьшить степень локализации ансамбля частиц вокруг центра локализации $\bar{\mathbf{x}} = 0$. Чем меньше область локализации, тем больше $\mathbf{u}$, направленная против $\nabla\rho$, и тем больше средняя кинетическая энергия диффузионного потока $\bar{U}_u$:

$$\bar{U}_u = \int \frac{\mathbf{p}_\mathbf{u}^2}{2m}\rho\, d^3\mathbf{x} = \int \frac{\hbar^2}{8m}\left(\frac{\nabla\rho}{\rho}\right)^2 \rho\, d^3x. \qquad (5)$$

Поэтому энергия потока $\bar{U}_u \sim \mathbf{p}_\mathbf{u}^2 / 2m$ равна энергии локализации $\bar{U}_{loc} \sim (\nabla\rho/\rho)^2$, которая была передана ансамблю при локализации большей части её частиц в конечном объёме (стенками ящика, внешней силой и т. д.): $\bar{U}_u = \bar{U}_{loc}$. Поскольку $\bar{U}_{loc}$ зависит только от ρ , то она фактически есть *потенциальная энергия локализации*. Если внешняя сила перестаёт действовать, то эта потенциальная энергия генерирует диффузионный поток, который делокализует ансамбль, приводя к $\mathbf{u} \to 0$ и $\rho \to \rho' \sim const$.

Локальная дрейфовая скорость частицы $\mathbf{v}(\mathbf{x},t)$ зависит от двух факторов - выбора инерциальной системы отсчёта и скорости, приобретаемой при ускорении в потенциале V . При консервативной диффузии, из-за отсутствия трения, $\mathbf{v}$ аналогична скорости в классической механике. Поэтому существует функция действия дрейфа S , связанная с дрейфовым импульсом $\mathbf{p}_\mathbf{v} = m\mathbf{v}$ как:

$$\mathbf{p}_\mathbf{v} = m\mathbf{v} = \nabla S, \quad \mathbf{v} = \nabla S / m. \qquad (6)$$

Поскольку полная локальная скорость в ансамбле, усреднённая по локальным флуктуациям, равна $\mathbf{v}+\mathbf{u}$, то функция Гамильтона H , включающая потенциал взаимодействия V , имеет вид:

$$\begin{aligned} H &= \int\left(\frac{mc^2}{\sqrt{1-(\mathbf{v}+\mathbf{u})^2/c^2}} + V\right)\rho\, d^3x \simeq \\ &\simeq \int\left(mc^2 + \frac{\mathbf{p}_\mathbf{v}^2}{2m} + \frac{\mathbf{p}_\mathbf{u}^2}{2m} + V\right)\rho\, d^3x. \end{aligned} \qquad (7)$$

Затем, используя (3) и (6), получаем:

$$H \simeq \int\left(mc^2 + \frac{1}{2m}(\nabla S)^2 + \frac{\hbar^2}{8m}\left(\frac{\nabla\rho}{\rho}\right)^2 + V\right)\rho\, d^3x. \qquad (8)$$

Здесь наличие флуктуирующего классического скалярного поля проявляется в появлении плотности вероятности ρ , энергии диффузионного потока U_u и энергии покоя mc^2 , которая будет интерпретироваться как «тепловая энергия» флуктуаций частицы.

2.3. Канонический формализм в ДКМ

Для описания движения классической частицы в пустом пространстве требуются её координаты $\mathbf{x}(t)$ и импульсы $\mathbf{p} = m\dot{\mathbf{x}}$. Но при консервативной диффузии в флуктуирующем поле более удобно гидродинамическое описание с функцией Гамильтона H (8), где ρ играет роль обобщённой координаты (как полевая переменная).

Поскольку H в (8) содержит, кроме ρ , только S , связанной с дрейфовой скоростью $\mathbf{v}$ (6), то как обобщённый импульс, канонически сопряжённый к ρ , можно принять именно S . Тогда в фазовом пространстве (ρ, S) скобки Пуассона определяются как [7]:

$$\{A,B\} = \int\left(\frac{\delta A}{\delta\rho}\frac{\delta B}{\delta S} - \frac{\delta B}{\delta\rho}\frac{\delta A}{\delta S}\right) d^3x, \qquad (9)$$

$$\begin{aligned} &\{\rho(x,t), S(x',t)\} = \delta(x-x'), \\ &\{\rho(x,t), \rho(x',t)\} = \{S(x,t), S(x',t)\} = 0. \end{aligned} \qquad (10)$$

Соответствующие канонические уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \{S,H\} = -\frac{\delta H}{\delta\rho}, \quad \frac{\partial\rho}{\partial t} = \{\rho,H\} = \frac{\delta H}{\delta S}. \qquad (11)$$

При подстановке H из (8) в (11) и преобразовании путём вставки полной производной (исчезающего при интегрировании):

$$\left(\frac{\nabla\rho}{\rho}\right)^2 + 2\nabla\left(\frac{\nabla\rho}{\rho}\right) = 4\frac{\Delta(\rho^{1/2})}{\rho^{1/2}}, \qquad (12)$$

канонические уравнения (11) принимают вид:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \left(\frac{(\nabla S)^2}{2m} + V\right) - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\Delta(\rho^{1/2})}{\rho^{1/2}} = 0, \qquad (13)$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla(\rho \cdot \nabla S / m) = 0. \qquad (14)$$

Здесь (13) - это известное уравнение Гамильтона-Якоби-Маделунга [1], а (14) есть уравнение непрерывности.

Канонические уравнения (13)-(14) нелинейны относительно канонической пары ρ, S. Однако, они линеаризуются при каноническом преобразовании:

$$\psi = \rho^{1/2} e^{iS/\hbar}, \tag{15}$$

осуществляющем переход от фазового пространства (ρ, S) к фазовому пространству (ψ^*, ψ), образованному комплексно-сопряжёнными амплитудами вероятностей ψ и ψ^*. В результате два действительных канонических уравнения ((13)-(14) образуют одно комплексное уравнение, которое является уравнением Шредингера [1]:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + V\psi. \tag{16}$$

Поскольку одно из канонических уравнений (14) является уравнением непрерывности, связывающим $\partial_t\rho$ с S, то это подтверждает выбор S как канонического импульса, поскольку он представляет $\partial_t\rho$ в H через одно из канонических уравнений.

2.4. Диффузионная алгебра наблюдаемых и операторная алгебра

В гидродинамическом описании консервативной диффузии наблюдаемая A является функцией ρ и S в фазовом пространстве (ρ, S), а в фазовом пространстве (ψ^*, ψ) она приводит к билинейной форме для соответствующей функции $A(x, x') = A(x', x)$ [7]:

$$A(\rho, S) = \iint \psi^*(x) A(x, x') \psi(x') d^3x d^3x'. \tag{17}$$

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

$$(\hat{A}\psi)(x) = \int A(x, x')\psi(x') d^3x'. \tag{18}$$

Тогда билинейная форма (17) принимает стандартный вид:

$$A(\rho, S) = \int \psi^*(x)\hat{A}\psi(x) d^3x \equiv \langle \psi, \hat{A}\psi \rangle. \tag{19}$$

В частности, скобка Пуассона двух наблюдаемых (9) принимает вид билинейной формы от соответствующего коммутатора:

$$\{A, B\} = (1/i\hbar)\langle \psi, [\hat{A}, \hat{B}]\psi \rangle \tag{20}$$

В частности, среднее значение координаты частицы в траектории, как наблюдаемого, можно записать как:

$$\bar{\mathbf{x}}(t) = \int \rho\, \mathbf{x}\, d^3x = \langle \psi, \mathbf{x}\psi \rangle. \tag{21}$$

Трансляционная инвариантность $\mathbf{x}' = \mathbf{x} + \mathbf{a}$ приводит к сохранению импульса, для которого имеет место стандартное операторное выражение:

$$\bar{\mathbf{p}} = \langle \psi, \hat{\mathbf{p}}\psi \rangle, \quad \hat{\mathbf{p}} = (\hbar / i)\nabla \tag{22}$$

В диффузионной картине эта наблюдаемая имеет вид:

$$\bar{\mathbf{p}}(\rho, S) = \int (\mathbf{p_v} + i\mathbf{p_u})\rho d^3x = \int \rho \nabla S\, d^3x \tag{23}$$

и действует как генератор сдвигов для канонической пары:

$$\delta\rho = \delta\mathbf{a} \cdot \{\rho, \bar{\mathbf{p}}\} = \delta\mathbf{a} \cdot \frac{\delta\bar{\mathbf{p}}}{\delta S} = -\delta\mathbf{a} \cdot \nabla\rho, \tag{24}$$

$$\delta S = \delta\mathbf{a} \cdot \{S, \bar{\mathbf{p}}\} = -\delta\mathbf{a} \cdot \frac{\delta\bar{\mathbf{p}}}{\delta\rho} = -\delta\mathbf{a} \cdot \nabla S. \tag{25}$$

Производная по времени наблюдаемой в двух картинах равна:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \{A, H\} = \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar}\langle \psi, [\hat{A}, \hat{H}]\psi \rangle. \tag{26}$$

3. КВАНТОВАЯ СТАТИСТИКА КАК СЛЕДСТВИЕ ДКМ

3.1. Классическая статистика и две формы квантовой статистики

В статистической механике, изучающей системы из очень большого числа частиц, источником флуктуаций являются хаотические столкновения (или другие формы хаотических взаимодействий) в системе многих частиц. Фазовое пространство системы из N частиц разделяется на малые ячейки, и для определения $P\{n_i\}$, вероятностей заполнения M состояний с числами заполнения $\{n_i\},\ i = 1, ..., M$, нужно число способов (статистический вес) $\Delta\Gamma$, которыми они могут быть заполнены [15].

В классической статистической механике, во-первых, частицы в пустом пространстве считаются *различимыми*, а во-вторых, вероятности w_i всех M состояний считаются одинаковыми и равными $w = 1/M$. Большое число состояний, $N \ll M$, и малые средние числа заполнения состояний позволяют считать, что частицы распределены независимо. Если каждая из N частиц находится в одном из M состояний, то это даёт $M^N n_1! n_2! ... n_M!$ возможных распределений. Его следует разделить на $N!$, число перестановок, и тогда величина, обратная статистическому весу $\Delta\Gamma_{MB}$ распределения N частиц по M состояниям, даёт $P_{MB}\{n_i\}$:

$$P_{MB}\{n_i\} = \frac{1}{\Delta\Gamma_{MB}} = \frac{M^{-N} N!}{n_1! n_2! ... n_M!}. \tag{27}$$

Требование максимума энтропии $S = \ln\Delta\Gamma$ в состоянии равновесия приводит к классическому распределению для равновесного газа - распределению Максвелла-Больцмана (МБ) $\bar{n}_i = e^{-E_i/kT}$.

В формализме квантовой механики вероятности реализации различных состояний системы частиц также считались одинаковыми, и отличие от классической статистики сводилось только к двум новым свойствам: а) частицы считались *неразличимыми* и б) числа заполнения не обязаны быть малыми. Оказалось, что свойство неразличимости изменяет статистический вес состояний таким образом, что вместо классической статистической механики появляется одна из двух форм квантовой статистики. Для амплитуд вероятностей, симметричных относительно перестановок пар частиц, это приводит к статистике Бозе-Эйнштейна (БЭ) с $\bar{n}_i = (e^{E_i/kT} - 1)^{-1}$, а для антисимметричных - к статистике Ферми-Дирака (ФД) с $\bar{n}_i = (e^{E_i/kT} + 1)^{-1}$ [15].

3.2. Квантовая статистика консервативной диффузии классических частиц

В ДКМ частицы являются классическими и поэтому остаются *различимыми*, но, тем не менее, возникают обе формы квантовой статистики. Здесь, в газе микрочастиц, есть два типа вероятностных законов: взаимные столкновения частиц приводят к статистическим законам, подобным классической статистике, а флуктуации частиц в скалярном поле *между* столкновениями приводят к квантовым свойствам системы. Следовательно, если для классических частиц в пустом пространстве все состояния равновероятны, то для одних и тех же частиц, флуктуирующих между столкновениями, вероятности не уже не одинаковы.

Эту разницу легче увидеть для антисимметричных состояний, когда в одном состоянии может находиться не более одной частицы. Это свойство не связано с многочастичной природой системы и имеет место даже для системы из двух частиц, т.е. это как раз следствие флуктуаций скалярного поля. Поэтому для таких систем вместо числа распределений M^N необходимо брать только число сочетаний из M элементов по N и вместо (27) комбинаторика даёт:

$$P_{FD}\{n_i\} = \frac{1}{\Delta\Gamma_{FD}} = \frac{N!(M-N)!}{M!}, \quad \bar{n}_i = \frac{1}{e^{E_i/kT}+1}, \qquad (28)$$

т.е. распределение МБ заменяется распределением ФД.

Причина появления статистики BE в системе классических частиц была открыта Терзоффом и Байером [16]. Вместо условия равной вероятности они взяли более слабое условие и получили распределение БЭ в классической физике. Было предположено, что эти вероятности имеют произвольные значения $w_1, ..., w_M$, ограниченные лишь обычными свойствами вероятностей $0 \le w_i \le 1$, $\sum_{i=1}^{M} w_i = 1$. Тогда нужно усреднить по всем их допустимым значениям, т.е. проинтегрировать по w_i, учитывая то, что сумма вероятностей равна единице.

В [16] вопрос о том, почему равновероятность должна быть заменена усреднением по произвольным вероятностям, оставался открытым, поскольку в классическом идеальном газе для этого нет оснований, а в стандартной квантовой механике частицы не являются классическими. Но ДКМ объясняет это естественным образом, поскольку между столкновениями возникают дополнительные флуктуации. Это и даёт тот случайный разброс, который нужно, во-первых, учесть, а, во-вторых, усреднить по всем этим отклонениям.

Таким образом, в ДКМ с различимыми частицами условие равной вероятности следует заменить усреднением с весовыми коэффициентами, т.е. каждое состояние имеет взвешенную вероятность $\{w_i\}$ с обычными ограничениями на вероятности. В результате вероятность в (27) заменяется на:

$$P\{n_i\} = N!\left[\prod_{i=1}^{M}\frac{1}{n_i!}\int_0^1 dw_i \cdot w_i^{n_i}\right]\delta\left(1-\sum_{i=1}^{M} w_i\right). \qquad (29)$$

Здесь интегралы следует вычислять, включив в их пределы ограничения на w_i, т.е. взяв $0 \le w_2 \le 1 - w_1$ при $M = 2$ и т. д. Каждый последующий интеграл имеет вид:

$$\int_0^a dw \cdot w^m (a-w)^n \qquad (30)$$

и, вычисленный рекурсивно, в конце даёт результат БЭ:

$$P_{BE}\{n_i\} = \frac{1}{\Delta\Gamma_{BE}} = \frac{N!(M-1)!}{(M+N-1)!}, \quad \bar{n}_i = \frac{1}{e^{E_i/kT}-1}. \qquad (31)$$

Таким образом, в газе различимых частиц, дополнительно флуктуирующих между столкновениями, имеет место распределение БЭ. Корреляции между частицами в разных состояниях, отсутствующие в классической механике, возникают из-за взаимодействия частиц с глобально-определённым скалярным полем. Неразличимость частиц в квантовой статистике эффективно проявляется как следствие учёта этих дополнительных флуктуаций и корреляций между частицами через состояния скалярного поля.

Принцип исключения Паули для систем частиц, описываемых антисимметричной волновой функцией, является новым свойством квантовых флуктуаций. Независимо от деталей взаимосвязи между спином и статистикой, ДКМ описывает процессы амплитудами вероятности и, таким образом, допускает такие состояния, независимо от причин их возникновения.

4. НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ СЛЕДСТВИЯ ДКМ

4.1. Флуктуации частиц со скоростью света и энергией флуктуаций как энергии покоя

Микрочастицы, движущиеся в флуктуирующем классическом скалярном поле, имеют скорость флуктуации $\mathbf{u}_q$ с нулевым средним значением $\bar{\mathbf{u}}_q = 0$ и отличным от нуля среднеквадратичным значением $\overline{\mathbf{u}_q^2} > 0$. Последнее должно быть инвариантным, а значит постоянным: $\overline{\mathbf{u}_q^2} = const$. В сплошных средах оно было бы пропорционально температуре: $\overline{\mathbf{u}_T^2} \sim T$.

Поскольку флуктуации классических частиц в скалярном поле происходят аналогично в любой инерциальной системе отсчёта, то их скорость между взаимодействиями с полем должна быть инвариантной и, следовательно, равной скорости света. Поэтому частицы изначально безмассовые и только их случайное блуждание в пространстве из-за взаимодействия с полем приводит к энергии покоя.

Ансамбль свободных частиц описывает, как и в квантовой механике, плоская волна $\psi \sim \exp[i(\mathbf{px}-Et)/\hbar]$ и здесь $S(\mathbf{x},t)=\mathbf{px}-Et$ и $\rho^{1/2}=const$. Так как $\mathbf{u}\sim\nabla\rho=0$, то $\mathbf{p}_u=0$, $\bar{U}_u=0$. Таким образом, для свободных частиц энергия локализации отсутствует и при взятии $\mathbf{v}=0$ (в системе покоя) полная энергия сводится только к «тепловой» энергии: $U_m\sim\mathbf{u}_q^2\sim c^2$.

Эта часть энергии частиц хорошо известна как их энергия покоя $E_0=mc^2$ в (7)-(8), появившаяся ещё в релятивистской теории. Следовательно, мы можем отождествить её с постоянной «тепловой» энергией частицы в флуктуирующем поле U_m:

$$U_m=mc^2,\quad m=U_m/c^2. \tag{32}$$

Таким образом, масса частицы m в ДКМ представляется как энергия флуктуаций U_m, делённая на c^2 и описывающая интенсивность её взаимодействия с флуктуирующим фоновым полем. Затем эта масса появляется в коэффициенте диффузии: $D=\hbar/2m$.

С этой точки зрения фотон безмассовый потому, что движется прямолинейно. Тот факт, что его угловой момент квантован, означает, что этот угловой момент, тем не менее, флуктуирует.

Таким образом, если релятивистская механика ввела в физику инвариантность скорости света, а затем и энергии покоя, играющих ключевую роль в физике частиц, то ДКМ позволяет глубже понять их физический смысл.

4.2. Новый механизм генерации массы

В Стандартной Модели (СМ) физики частиц энергия покоя частицы появляется как *потенциальная энергия* её взаимодействия с вакуумным конденсатом скалярного поля. Разные константы связи приводят к разным массам.

В ДКМ энергия покоя частицы проявляется как кинетическая энергия её флуктуаций, происходящих из-за её взаимодействия со скалярным полем. Поскольку разные константы взаимодействия приводят к разной интенсивности этих флуктуаций и, следовательно, к разным энергиям (массам) покоя, такая трактовка согласуется с трактовкой генерации массы в СМ.

При усреднении на большом, но конечном интервале времени среднее значение флуктуирующей части классического скалярного поля $\phi(\mathbf{r},t)$ обращается в нуль в любой точке $\mathbf{r}$, а его среднеквадратичное значение остаётся ненулевым:

$$\frac{1}{T}\int_0^T\phi(\mathbf{r},t)dt=0,\qquad \frac{1}{T}\int_0^T|\phi(\mathbf{r},t)|^2dt=\eta^2(\mathbf{r}),\quad \eta>0. \tag{33}$$

Лагранжиан поля содержит ковариантную производную $\left|D_\mu\phi\right|^2=\left|(\partial_\mu-ig^{(a)}A_\mu^{(a)}/2)\phi\right|^2$, которая включает калибровочные поля $A_\mu^{(a)}$. Следовательно, выражение (33) приводит к массе $m^{(a)}=g^{(a)}\eta/2$ для $A_\mu^{(a)}$ и для калибровочных полей этот результат точно такой же, как и в СМ.

Однако для фермионов член взаимодействия со скалярным полем может включать линейные и квадратичные по ϕ члены, и только последние, через среднеквадратичное значение, приводят к массам частиц.

Отметим, что в ДКМ флуктуирующая часть поля ϕ приводит к квантовым флуктуациям, а его среднеквадратичное значение порождает массу частицы. Таким образом, ДКМ содержит естественный механизм генерации массы, результаты которого для калибровочных бозонов полностью согласуются с результатами СМ. Важно то, что этот новый механизм требует только флуктуаций скалярного поля, а спонтанное нарушение симметрии не требуется.

4.3. Диффузионный механизм для малой массы составных частиц

СМ содержит большое число первичных частиц, формально считающихся точечными. Однако их возможная субструктура на малых расстояниях не только допускается СМ, но даже желательно для того, чтобы исключить внутренние противоречия. Во-первых, петлевые поправки скалярного поля растут как степени энергии обрезания, будучи очень большими задолго до планковского масштаба, когда гравитация слаба и не может быть естественным регулятором. Эта проблема будет решена только в том случае, если скалярное поле эффективно, а скалярная частица составная. Во-вторых, даже если первое поколение фермионов является первичным, трудно принять первичный характер следующих двух поколений.

В связи с этим были предложены составные модели частиц СМ (см., например [17]). Однако у этих моделей возникла серьёзная трудность - *проблема массы*. Из-за соотношений неопределённости при малой области локализации возникают большие кинетические энергии субчастиц, в то время как наблюдаемые массы частиц СМ значительно меньше. Даже если энергия связи субчастиц в основном компенсирует их кинетическую энергию, разница масс между возбуждёнными состояниями остаётся очень большой, и, следовательно, следующие поколения фермионов не могут быть возбуждёнными состояниями.

Попытки решить проблему массы в квантовой механике не увенчались успехом. Из-за этой проблемы и некоторых других технических трудностей составные модели казались безнадёжными и практически не развивались в течение последних десятилетий.

Однако ДКМ как теория, выходящая за рамки формализма квантовой механики, может реанимировать составные модели частиц СМ, поскольку имеет механизм образования составных частиц малой массы, аналогичный механизму химических реакций между примесями [13]. Этот механизм позволяет избежать ограничений отношения неопределённости и, таким образом, может решить проблему массы.

Если два типа примесных атомов в газе начали диффундировать так, что среднее расстояние между примесными атомами больше, чем длина свободного пробега атомов среды, то диффузия сильно подавляет химические реакции между этими примесями. Однако в любом случае, когда два примесных атома оказываются на расстоянии, меньшем, чем длина свободного пробега, им удаётся образовать молекулу за время свободного пробега. Затем эта молекула (составная частица) диффундирует, как и другие атомы, но с большей массой.

В [18] было предложено использовать тот же механизм образования составных частиц малой массы в ДКМ, а затем этот механизм был применён к простейшей из моделей субчастиц - модели ришонов [17]. Этот механизм, если он кажется реалистичным, практически решил бы проблему массы, сделав составные модели частиц СМ состоятельными. Это также может упростить дальнейшую объединение фундаментальных полей.

4.4. Гравитация как «термодиффузия» в неоднородном фоновом поле

Основное новое свойство ДКМ, отличающее её от квантовой механики, это обмен энергией и импульсом между скалярным полем и диффундирующими в нём частицами. Важнейшим следствием этого факта является возникновение термодиффузии из-за неизбежного образования неоднородностей в фоновом скалярном поле. Это происходит потому, что часть энергии поля передаётся любой из частиц в виде энергии её флуктуаций (энергия покоя) mc^2, и в результате энергия самого скалярного поля вокруг частицы уменьшится на эту же величину mc^2.

Таким образом, значение среднеквадратичной величины $\eta^2(r)$ из (33) становится меньше, чем на пространственной бесконечности $r\to\infty$, и, определяя $\eta(\infty)\equiv\eta_0$, получаем:

$$\eta(r_1)<\eta(r_2)<\eta_0,\qquad r_1<r_2<\infty. \tag{34}$$

Это основное свойство ДКМ оказалось искомым физическим механизмом гравитации, и это следствие ДКМ рассматривается более подробно в следующей статье [13].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, постулат о существовании флуктуирующего классического скалярного поля как источника квантовых флуктуаций классических частиц приводит к ДКМ. Затем ДКМ воспроизводит формализм квантовой механики и приводит к ряду новых следствий, включая гравитацию. Линейная структура квантовой механики и её необычные следствия, такие как корпускулярно-волновой дуализм, запутанность и т. д., вытекают из специфики консервативной диффузии.

Основными задачами для дальнейших исследований в рамках ДКМ являются причины и механизмы флуктуаций скалярного поля, а постулирование этих флуктуаций как наблюдательного факта приводит к простой и ясной физической картине как квантовых, так и гравитационных явлений, существенно упрощая ситуацию в основаниях физики.

[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). Zs. Phys., **132**, 81.
[6] Nelson, E. (1966) Phys. Rev., **150**, 1057; (1985) *Quantum Fluctuations*. Prins. U. P.
[7] Guerra, F., Marra R. (1983) Phys. Rev. D **28**, 1916.
[8] Weizel, W. (1953) Zs. Phys., **135**, 270.
[9] Grabert, H. et al (1979) Phys. Rev. **A19**, 2440.
[10] Feynman, R. P., Hibbs, A. R. (1965) *Quantum Mech. And Path Int*. McG.-H.
[11] Bohr, N. (1949) "A. Einstein, philosopher-scientist", 201.
[12] Zakir, Z. (2020) Quant. and Grav. Phys., **1**:003-7129.
[13] Zakir, Z. (2021) Quant. and Grav. Phys., 2:014-7610.
[14] Smolin, L. (1986) Phys. Lett., **113A**, 408.
[15] Landau, L. D., Lifshitz, E. M. (1980) *Stat. Physics*. 1. Per. P.
[16] Tersoff, J., Bayer, D. (1983) Phys. Rev. Lett. **50**, 553.
[17] Harari, H. (1979) Phys. Lett. **86B**, 83; Shupe, M.A. (1979) Phys. Lett., **86B**, 87.
[18] Zakir, Z. (2016) Theor. Phys., Astroph. and Cosmol. **11**, 1.