Несовместность копенгагенской интерпретации с формализмом квантовой механики и ее причины

Ю.А. Рылов

Институт проблем механики РАН,
Россия, 119526, Москва, пр. Вернадского, 101-1
e-mail: rylov@ipmnet.ru
Web site: *http://rsfq1.physics.sunysb.edu/˜rylov/yrylov.htm*
or mirror Web site:
http://gasdyn-ipm.ipmnet.ru/˜rylov/yrylov.htm

Аннотация

Доказывается математическая теорема, что волновая функция описывает статистический ансамбль частиц, а не отдельную частицу. Предположение, что волновая функция описывает отдельную частицу, оказывается несовместимым с формализмом квантовой механики. Обсуждается причина того, что такое простое утверждение не было математически доказано в течение многих лет. Причина заключается в применении метода проб и ошибок при построении квантовой механики. Применение в течении восьмидесяти лет этого метода как главного инструмента исследований породило "подгоночный менталитет" у исследователей микромира.

В этой работе мы доказываем важную теорему, которая гласит, что волновая функция не может описывать индивидуальную квантовую частицу. Она всегда описывает статистический ансамбль квантовых частиц. Мы покажем, что действие $\mathcal{A}_{\mathrm{S}}$ для шредингеровской частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{S}}$ (динамической системы, описываемой уравнением Шредингера) превращается в действие $\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]}$ для статистического ансамбля $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]$ свободных классических частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$, если квантовая постоянная $\hbar \to 0$. Такой переход возможен только в том случае, когда волновая функция ψ описывает статистический ансамбль квантовых частиц, а не отдельную частицу.

Для свободной шредингеровской частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{S}}$ действие имеет вид

$$\mathcal{S}_{\mathrm{S}}: \qquad \mathcal{A}_{\mathrm{S}}[\psi,\psi^*] = \int \left\{ \frac{i\hbar}{2}\left(\psi^*\partial_0\psi - \partial_0\psi^*\cdot\psi\right) - \frac{\hbar^2}{2m}\nabla\psi^*\nabla\psi \right\} dt d\mathbf{x} \qquad (1)$$

где $\psi = \psi(t, \mathbf{x})$ есть комплексная однокомпонентная волновая функция,, $\psi^* = \psi^*(t, \mathbf{x})$ есть величина, комплексно сопряженная к ψ, а m есть масса частицы. Предполагается, что в классическом пределе $\hbar \to 0$ описание динамической системы $\mathcal{S}_{\mathrm{S}}$ становится классическим описанием свободной частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$.

Однако, имеются два различных классических описания свободной классической частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$. Индивидуальная классическая частица $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$ описывается действием

$$\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}}[\mathbf{x}] = \int \frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^2 dt \tag{2}$$

where $\mathbf{x} = \{x^1(t), x^2(t), x^3(t)\}$.

Статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]$ свободных классических частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$ описывается действием

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]}[\mathbf{x}] = \int \frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^2 dt d\xi \tag{3}$$

где $\mathbf{x} = \{x^1(t,\xi), x^2(t,\xi), x^3(t,\xi)\}$. Параметры $\xi = \{\xi_1, \xi_2, \xi_3\}$ маркируют элементы (частицы)статистического ансамбля $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]$. Обе динамические системы $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$ и $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]$ – классические. Однако, $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$ имеет шесть степеней свободы (порядок системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка), тогда как статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]$ имеет бесконечное число степеней свободы, потому что он состоит из бесконечного числа частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$. В какую динамическую систему ($\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$ или $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]$) превращается динамическая система $\mathcal{S}_{\mathrm{S}}$ в пределе $\hbar \to 0$?

Квантовая постоянная $\hbar$ является параметром динамической системы (1). Как правило, при изменении параметра число и характер динамических уравнений динамической системы не изменяются. Число степеней свободы тоже не изменяется. Динамическая система $\mathcal{S}_{\mathrm{S}}$ имеет бесконечное число степеней свободы, и следует ожидать, что в пределе $\hbar \to 0$ динамическая система $\mathcal{S}_{\mathrm{S}}$ превратится в статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]$, который тоже имеет бесконечное число степеней свободы, а не в индивидуальную частицу $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$, которая имеет шесть степеней свободы.

Однако, при $\hbar = 0$ описание с помощью действия (1) вырождается, и следует рассматривать описание динамической системы как предел $\hbar \to 0$ описания с помощью действия (1). Чтобы получить этот предел сделаем замену переменных

$$\psi \to \Psi_b = |\psi| \exp\left(\frac{\hbar}{b}\log\frac{\psi}{|\psi|}\right), \qquad \psi = |\Psi_b| \exp\left(\frac{b}{\hbar}\log\frac{\Psi_b}{|\Psi_b|}\right) \tag{4}$$

где $b \neq 0$ некоторая вещественная постоянная. После замены переменных действие (1) превращается в

$$\mathcal{S}_{\mathrm{q}}: \qquad \mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{q}}}[\Psi_b, \Psi_b^*] = \int \left\{ \frac{ib}{2}\left(\Psi_b^*\partial_0\Psi_b - \partial_0\Psi_b^* \cdot \Psi_b\right) - \frac{b^2}{2m}\nabla\Psi_b^*\nabla\Psi_b \right.$$
$$\left. - \frac{\hbar^2 - b^2}{2m}\left(\nabla|\Psi_b|\right)^2 \right\} dt d\mathbf{x} \tag{5}$$

Преобразование (4) является аналитическим для всех значений параметров b и $\hbar$, за исключением того случая, когда $\hbar = 0$ или $b = 0$. Постоянная b произвольна, и она всегда может быть выбрана так, что $b \neq 0$. Значение $\hbar = 0$ не рассматривается, потому что в этом случае действие (1) вырождается. Для всех значений постоянной $\hbar \neq 0$ динамические системы (1) и (5) эквивалентны. При $\hbar \to 0$ динамическая система (5) не вырождается. Она превращается в динамическую систему $\mathcal{E}'[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]$

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}'[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]}[\Psi_b, \Psi_b^*] = \int \left\{ \frac{ib}{2}\left(\Psi_b^* \partial_0 \Psi_b - \partial_0 \Psi_b^* \cdot \Psi_b\right) - \frac{b^2}{2m} \nabla \Psi_b^* \nabla \Psi_b + \frac{b^2}{2m} \left(\nabla |\Psi_b|\right)^2 \right\} dt d\mathbf{x} \tag{6}$$

которая является частным случаем динамической системы (3). Этот утверждение будет доказано.

Однако, независимо от того, совпадают ли динамические системы $\mathcal{E}'[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]$ и $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]$, динамическая система (6) не может совпадать с динамической системой (2), потому что динамическая система (2) имеет шесть степеней свободы, тогда как динамическая система (6) имеет бесконечно большое число степеней свободы. Это означает, что *волновая функция не может описывать отдельную частицу*, и нельзя использовать копенгагенскую интерпретацию и любую другую интерпретацию, основанную на утверждении, что волновая функция описывает отельную частицу. В частности, такие явления как сверхсветовое взаимодействие в ЭПР и много-мировая интерпретация [1, 2] оказываются невозможными, как основанные на утверждении, что волновая функция описывает отельную частицу.

Обсуждение парадоксов, связанных с квантовыми измерениями, началось как только появилась квантовая механика и оно продолжается до сих пор. Неужели было так трудно найти ошибку в переходе от квантового описания к классическому и понять, что волновая функция описывает статистический ансамбль, а не отдельную частицу? Неужели требовалось восемьдесят лет, чтобы найти простую математическую ошибку?

Мы попытаемся понять причины такой ситуации, потому что понимание этих причин может оказаться полезным для дальнейшего развития квантовой механики. Нас будут интересовать логическая (а не историческая) сторона причины этой ошибки.

Связь между динамическими системами (6) и (3) следует прямо из традиционного рассмотрения перехода от квантового описания к классическому. Оно может быть найдено в любом учебнике по квантовой механике. Удивительно, что из этого рассмотрения никто не сделал вывода, что волновая функция описывает статистический ансамбль. Как пример, рассмотрим изложение этой проблемы в известной книге Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица [3]. В ней используется представление волновой функции в виде

$$\psi = a \exp(iS/h) \tag{7}$$

которое близко к представлению, получаемому после преобразования (4). Выражение (7) подставляется в уравнение Шредингера

$$i\hbar\partial_0\psi+\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi=0$$

В результате получается

$$a\frac{\partial S}{\partial t}+\frac{a}{2m}\left(\nabla S\right)^2-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 a-i\hbar\left(\frac{\partial a}{\partial t}+\frac{a}{2m}\nabla^2 S+\frac{1}{m}\nabla S\nabla a\right)=0 \qquad (8)$$

Комплексное уравнение (8) разделяется на вещественную и мнимую части. Полагая $\hbar=0$, получаем два уравнения

$$\frac{\partial S}{\partial t}+\frac{1}{2m}\left(\nabla S\right)^2=0,\qquad \frac{\partial a^2}{\partial t}+\nabla\left(a^2\frac{\nabla S}{m}\right)=0 \qquad (9)$$

Обращается внимание на то, что первое уравнение (9) является уравнением Гамильтона-Якоби, тогда как второе уравнение (9) описывает перемещение плотности вероятности a^2 в соответствии с законами классической механики со скоростью $\nabla S/m$ в каждой точке. Однако, странным образом не делается того очевидного заключения, что уравнения (9) являются динамическими уравнениями для непрерывной динамической системы. Обращается внимание только на тот факт, что уравнения (9) являются уравнениями классической механики, но при этом остается неясным, сколько степеней свободы (конечное или бесконечное) имеет классическая система, хотя результат совершенно очевиден из (9). Молчаливо предполагается, что первое уравнение (9) описывает отдельную частицу, имеющую конечное число степеней свободы. Но почему? Является ли это результатом более ранних работ, где переход к пределу осуществлялся прямо в уравнении (8)? Результатом такого перехода к пределу является только первое уравнение (9), тогда как второе уравнение исчезает из-за исчезающего множителя $i\hbar$. Если так, то это было ошибкой.

Чтобы показать, что динамические уравнения (9) являются частным случаем динамических уравнений, порождаемых действием (3), введем плотность ρ и скорость $\mathbf{v}$ с помощью обозначений

$$\rho=a^2,\qquad \mathbf{v}=\frac{1}{m}\nabla S \qquad (10)$$

Взяв градиент от первого уравнения (9), получим четыре гидродинамических уравнения вместо двух динамических уравнений (9)

$$\partial_0\mathbf{v}+\left(\mathbf{v}\nabla\right)\mathbf{v}=0,\qquad \partial_0\rho+\nabla\left(\rho\mathbf{v}\right)=0 \qquad (11)$$

Уравнения (11) представляют собой эйлерову форму гидродинамических уравнений для жидкости без давления. Вариация действия (3) по $\mathbf{x}$ дает лагранжеву форму гидродинамических уравнений для той же самой жидкости без давления

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt}=0,\qquad \frac{d\mathbf{x}}{dt}=\mathbf{v} \qquad (12)$$

Таким образом, динамическая система (6) является частным (потенциальным) случаем действия (3). Это означает, что волновая функция Ψ_b описывает статистический ансамбль свободных классических частиц и, следовательно, *волновая функция* ψ *описывает статистический ансамбль свободных квантовых частиц, а не отдельную квантовую частицу.*

Утверждение, что волновая функция всегда описывает статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\rm st}]$ имеет очень важные следствия. Все предсказания квантовой механики являются статистическими. Они могут быть проверены только при массовом измерении (M-измерение), состоящем из многих отдельных измерений (S-измерений). S-измерение и M-измерение имеют различные свойства. S-измерение величины $\mathcal{R}$ приводит к определенному значению R' измеряемой величины $\mathcal{R}$ (смотри детали в [4]). S-измерение, вообще говоря, не воспроизводимо при других S-измерениях в том же состоянии ψ, тогда как M-измерение величины $\mathcal{R}$ приводит к распределению $d(R')$ значений R' величины $\mathcal{R}$, которое воспроизводимо в других M-измерениях в том же состоянии ψ. Кроме того никакое S-измерение не влияет на состояние ψ статистического ансамбля $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\rm st}]$, тогда как M-измерение может привести к изменению состояния ψ (так называемая редукция).

Пусть при M-измерении величины $\mathcal{R}$, мы получили некоторое значение R'. Это невозможно при M-измерении, потому что оно дает распределение $d(R')$, а не некоторое значение R' измеряемой величины $\mathcal{R}$. Чтобы получить определенное значение R' при M-измерении, нужно переопределить M-измерение. Мы должны ввести селективное массовое измерение (SM-измерение). Это M-измерение, сопровождаемое селекцией тех S-измерений, образующих M-измерение, которые дают при измерении значение R' измеряемой величины $\mathcal{R}$. Собирая все эти S-измерения, дающие значение R', можно образовать новый статистический ансамбль, чье состояние описывается волновой функцией $\psi_{R'}$. Преобразование предыдущего состояния ψ в состояние $\psi_{R'}$ представляет собой редукцию волновой функции ψ. В этой редукции нет ничего таинственного или парадоксального. Редукция есть результат статистической процедуры (селекции). Редукция становится таинственной и парадоксальной, если использовать одно и то же название (измерение) для трех различных видов измерения (S-измерение, M-измерение, SM-измерение). Использование одного и того же термина для различных видов измерения и путаница их становятся неизбежными, если предполагается, что волновая функция описывает состояние индивидуальной частицы. Заметим, что все парадоксы связаны с рассмотрением квантовых измерений. Они отсутствуют при рассмотрении формализма квантовой механики, потому что квантовый формализм имеет дело только с волновой функцией, и в этом контексте не имеет значения, что описывает волновая функция (отдельную частицу или статистический ансамбль).

С самого начала построения квантовой механики было известно, что уравнение Шредингера может рассматриваться как описывающее потенциальное течение некоторой жидкости [5], которая имеет бесконечное число степеней свободы. В гидродинамическом представлении легко перейти к пределу $\hbar \to 0$

и получить, что классический предел волновой функции описывает динамическую систему с бесконечно большим числом степеней свободы. Такая динамическая система не может быть классической частицей, которая имеет только шесть степеней свободы. Это означает, что *волновая функция не может описывать индивидуальную частицу.*

Интерес к интерпретации квантовой механики был очень большим с самого начала создания квантовой механики вплоть до наших дней. Некоторые научные журналы (Physics Today (1999), Успехи физических наук (2002)) организовали дискуссии, посвященные проблемам квантовых измерений. Имеются исследователи [6, 7, 8], полагающие, что волновая функция описывает статистический ансамбль. Существуют исследователи [9, 10, 11, 12], считающие, что волновая функция описывает отдельную частицу. Имеются исследователи [13, 14, 15], чья позиция является промежуточной. Имеется масса работ, посвященных интерпретации квантовой механики. Однако, сейчас обсуждение различных точек зрения представляет только исторический интерес, потому что все дискуссии производились на словесном уровне. Ни один из исследователей не поставил проблему математически: Какая интерпретация следует из формализма квантовой механики? Или в негативной форме: Какая из интерпретаций несовместима с формализмом квантовой механики? Такая постановка вопроса представляется вполне естественной. Однако, в такой форме вопрос поставлен не был. После математического решения этого вопроса всякая дискуссия на вербальном уровне представляется бессмысленной. Можно анализировать и обсуждать исходные утверждения математической теоремы, но словесный комментарий к доказательству математической теоремы не имеет доказательной силы, он может использоваться только для пояснений.

Начиная с работ Гейзенберга большинство исследователей полагали, что волновая функция описывает индивидуальную частицу, но ни один из них не поставил вопрос о совместимости такой интерпретации с формализмом квантовой механики. Ни один из их оппонентов также не поставил этого вопроса, хотя такая постановка вопроса представляется очень естественной.

Мы полагаем, что такая ситуация является следствием общей стратегии построения квантовой механики. Квантовая механика была построена методом проб и ошибок. Этот метод эффективен при описании и объяснении конкретных физических явлений, но он непригоден для построения фундаментальной теории, которая пытается описать и и объяснить с единой точки зрения все физические явления. При использовании метода проб и ошибок предлагаются некоторые гипотезы, правильность которых проверяется экспериментально. В результате применения метода проб и ошибок квантовая механика представляет собой список предписаний (квантовых принципов), которые утверждают, что такое волновая функция и как с ней работать при описании физических явлений. Согласие между различными предписаниями не столь важно, как возможность объяснения экспериментальных данных. Концепция, построенная на основе метода проб и ошибок, нечувствительна к правильности и логическому согласию между различными утверждениями (предписаниями) концепции. Некоторые утверждения могут быть неправильными, или одно утверждение может быть несовместимым с другим. Тем не менее концепция в целом может объяснять некоторый круг экспериментальных данных. Несовместимость между некоторыми предписаниями может препятствовать распространению концепции на более широкий круг физических явлений. Это главный недостаток компенсирующей теории, т. е. теории построенной методом проб и ошибок. В рамках компенсирующей теории некоторые ошибки в основании теории не обнаруживаются и не исправляются. Они просто игнорируются и их влияние компенсируется вновь изобретенными гипотезами.

Квантовые принципы представляют собой список предписаний, который позволяет объяснить нерелятивистские квантовые явления. Квантовые принципы являются нерелятивистскими, и это является препятствием на пути построения релятивистской квантовой теории. Почему не удавалось обнаружить тот очевидный факт, что волновая функция описывает статистический ансамбль частиц, а не индивидуальную частицу? Потому что метод проб и ошибок не предусматривает проверку совместности различных пунктов списка предписаний. Тем более, что данный пункт относится только к интерпретации, а не к формализму квантовой механики. Систематическое использование метода проб и ошибок как главного инструмента теоретических исследований привело к появлению специфического "подгоночного менталитета".

К сожалению, влияние подгоночного менталитета проявилось не только в интерпретации квантовой механики. Рассмотрим другой пример проявления этого менталитета.

Частица Паули $\mathcal{S}_{\mathrm{P}}$ – это динамическая система, описываемая динамическим уравнением

$$i\hbar\partial_0\psi_{\mathrm{P}} = \frac{1}{2m}\left(i\hbar\partial_\mu + \frac{e}{c}A_\mu\right)\left(i\hbar\partial_\mu + \frac{e}{c}A_\mu\right)\psi_{\mathrm{P}} + \frac{ie\hbar}{2mc}\varepsilon_{\nu\mu\alpha}\partial_\nu A_\mu\sigma_\alpha\psi_{\mathrm{P}} \qquad (13)$$

где ψ_{P} есть двухкомпонентная комплексная волновая функция, A_μ есть электромагнитный потенциал и σ_α есть 2×2 матрицы Паули.

Дираковская частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$ – это динамическая система, описываемая уравнением Дирака

$$\gamma^l\left(-i\hbar\partial_l + \frac{e}{c}A_l\right)\psi_{\mathrm{D}} + mc\psi_{\mathrm{D}} = 0 \qquad (14)$$

где ψ_{D} есть четырехкомпонентная комплексная волновая функция, величины γ^i, $i = 0, 1, 2, 3$ суть 4×4 постоянные комплексные матрицы, удовлетворяющие соотношению

$$\gamma^l\gamma^k + \gamma^k\gamma^l = 2g^{kl}I, \qquad k, l = 0, 1, 2, 3. \qquad (15)$$

Здесь I есть 4×4 единичная матрица, и $g^{kl} = \mathrm{diag}(c^{-2}, -1, -1, -1)$ есть метрический тензор. Величина A_k, $k = 0, 1, 2, 3$ есть электромагнитный потенциал.

Традиционно частица Паули рассматривается как нерелятивистское приближение дираковской частицы [16]. Однако, уравнение Паули (13) содержит два комплексных дифференциальных уравнения первого порядка, описывающих эволюцию двухкомпонентной волновой функции ψ_{P}, тогда как уравнение Дирака (14) содержит четыре комплексные диференциальные уравнения первого порядка, описывающие эволюцию четырехкомпонентной комплексной волновой функции ψ_{D}. Как это возможно, что нерелятивистское приближение четырехкомпонентной волновой функции является двухкомпонентной волновой функцией? Являются ли малыми другие две компоненты? Они, вообще говоря, не малы. Две дополнительные компоненты имеют очень высокие временные частоты. Энергия этих высокочастотных компонент очень быстро излучается в виде электромагнитных волн. Эти компоненты становятся малыми и несущественными с экспериментальной точки зрения, потому что они ненаблюдаемы при низких частотах.

Такой результат получается потому, что отбрасываются временные производные с малым параметром c^{-2} перед ними и порядок системы дифференциальных уравнений понижается. С математической точки зрения такая процедура некорректна, потому что она ведет к потере высокочастотных решений (смотри детали в [17]). Почему эта ошибка не была обнаружена в течении восьмидесяти лет существования квантовой механики? Из-за подгоночного менталитета исследователей, которые интересовались только объяснением экспериментальных данных и игнорировали вопросы логической совместимости в проблемах, которые прямо не касались экспериментальных данных. Этот пример применения подгоночного менталитета касается уже не только интерпретации квантовой механики. Он уже касается релятивистских квантовых эффектов, которые пока не наблюдаются, но которые могут стать наблюдаемыми в будущем.

Наконец, укажем применение подгоночного менталитета, касающееся принципиальных проблем построения релятивистской квантовой теории. С точки зрения традиционной квантовой теории нерелятивистский характер квантовых принципов является главной проблемой построения релятивистской квантовой теории. Большинство исследователей, работающих в области квантовой теории поля, полагают, что применяя традиционную процедуру вторичного квантования к классическим полям, записанным в релятивистски ковариантной форме, можно преодолеть проблему нерелятивистского характера квантовых принципов. К сожалению, они не правы, потому что кроме того нужно еще использовать релятивистское понятие объекта квантования. Частицы и античастицы не являются подходящим объектом квантования (PA-квантование). Релятивистским объектом вторичного квантования является мировая линия (WL-квантование). Практически никто не возражает против того, что релятивистским состоянием частицы является ее мировая линия, однако, на практике все исследователи используют частицу и античастицу как объекты вторичного квантования. Это приводит к несовместности динамических уравнений с перестановочными соотношениями. (смотри детали в [18]). К сожалению, никто не проверяет совместность динамических уравнений с перестановочными соотношениями, полагая, что перестановочные соотношения представляют собой что-то вроде начальных условий для решения динамических уравнений. Начальные условия могут быть заданы произвольно, и нет необходимости проверять их совместность с динамическими уравнениями. Однако, перестановочные соотношения не являются полным аналогом начальных условий, их совместность с динамическими уравнениями надо проверять.

Такой подход, основанный на PA-схеме вторичного квантования, очень сложен. Он порождает использование теории возмущений, нестационарность вакуума и другие проблемы. Однако, с другой стороны из-за своей непоследовательности такой подход позволяет получить рождение частиц в такой ситуации, в которой рождения частиц на самом деле нет. Практически рождение частиц появляется при любом нелинейном взаимодействии, хотя исследование в классическом случае показывает, что частицы могут рождаться только при очень специальном виде взаимодействия [19].

WL-схема квантования, где динамические уравнения совместны с перестановочными соотношениями, может применяться [18] для вторичного квантования нелинейного комплексного скалярного поля φ, описываемого динамическим уравнением

$$\hbar^2 \partial_k \partial^k \varphi + m^2 c^2 \varphi = \lambda \varphi^+ \varphi \varphi \tag{16}$$

где λ представляет собой постоянную самодействия и φ^+ есть величина эрмитово сопряженная к φ. Применение последовательной WL-схемы квантования позволяет использовать вместо пертурбационных методов точные методы, которые включают, в частности, стационарный вакуум. Показывается, что нелинейное взаимодействие вида $\lambda \varphi^+ \varphi \varphi$ не может порождать частицы. Кроме того одновременные перестановочные соотношения оказываются зависящими от постоянной λ, что показывает, что коммутационные соотношения не могут быть заданы произвольно. Соответствующая работа [18] не была опубликована, потому что рецензент заявил: "Работа не может быть опубликована, потому что метод, предложенный автором не позволяет получить рождение частиц". Подгоночный менталитет сработал в очередной раз, выбрав непоследовательный подход, дающий желаемый результат, и отбросив последовательный подход, дающий нежелательный результат.

Это верно, что релятивистская квантовая теория, которая не получает эффекта рождения частиц, не является удовлетворительной теорией. Однако, верно также и то, что непоследовательная релятивистская квантовая теория, которая объясняет рождение частиц, также не является удовлетворительной теорией, потому что она не способна предсказать новых физических явлений. Она может только объяснить их, используя дополнительные гипотезы. Автор работы [18] знал заранее, что последовательное использование квантовых принципов для вторичного квантования уравнения (16) не может привести к успеху. Он надеялся, что последовательный метод и отрицательный результат его применения к (16) могут привести к сомнениям в справедливости квантовых принципов и к поиску альтернативного пути. (В соответствии с логическим методом Ньютона, если последовательный метод исследования приводит к неправильному результату, то следует поискать ошибку в основаниях теории). Однако, автор совершил ошибку, он не принял во внимание подгоночный менталитет исследователей микромира.

Заметим, что в классической физике XIX века не было ни подгоночной ментальности, ни подгонки в теоретических исследованиях. Подгонка в теоретических исследованиях рассматривалась как нечто недостойное для исследователя. Однако, ньютоновский логический метод исследований, используемый в XIX веке, очень чувствителен к ошибкам в основании теории. Он не может работать эффективно, если в фундаментальных положениях теории имеется ошибка. Наоборот, метод проб и ошибок не чувствителен к ошибкам в основаниях теории. Он использует дополнительные гипотезы и может работать безо всякого основания теории, создавая новое основание в процессе работы.

Естественная идея объяснения квантовых эффектов как результата статистического описания случайно движущихся частиц не могла быть реализована математически из-за простой ошибки в понимании статистического описания. Предполагалось, что статистическое описание и вероятностное описание – это одно и то же, и статистическое описание осуществлялось в терминах вероятности и плотности вероятности. На самом деле, статистическое описание представляет собой описание многих одинаковых независимых объектов, тогда как вероятностное описание есть описание, использующее теорию вероятностей. Статистическое описание точечных объектов можно производить в терминах теории вероятностей, тогда как статистическое описание протяженных объектов (например, мировых линий) невозможно производить в терминах вероятности. Статистический ансамбль стохастических мировых линий описывается просто как динамическая система без ссылки на понятия вероятности и плотности вероятности. Такой подход порождает динамическую концепцию статистического описания (ДКСО).

В частности, статистический ансамбль нерелятивистских классических частиц может описываться либо в виде (6), либо в виде (3). Аналогично, действие (1) для шредингеровской частицы может быть записано в виде статистического ансамбля $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$ стохастических частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$. Получаем [20]

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]}\left[\mathbf{x},\mathbf{u}\right]=\int\left\{\frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^{2}+\frac{m}{2}\mathbf{u}^{2}-\frac{\hbar}{2}\nabla\mathbf{u}\right\}dtd\xi \tag{17}$$

где $\mathbf{u}=\mathbf{u}\left(t,\mathbf{x}\right)$ есть векторная функция аргументов $t,\mathbf{x}$ (а не t,ξ), и $\mathbf{x}=\mathbf{x}\left(t,\xi\right)$ есть векторная функция независимых переменных t,ξ. 3-вектор $\mathbf{u}$ описывает среднюю величину стохастической составляющей скорости частицы, которая является функцией аргументов $t,\mathbf{x}$. Первый член $\frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^{2}$ описывает энергию регулярной составляющей движения частицы. Второй член $m\mathbf{u}^{2}/2$ описывает энергию случайной составляющей скорости. Составляющие $\frac{d\mathbf{x}}{dt}$ и $\mathbf{u}$ полной скорости связаны с различными степенями свободы, и энергии должны быть сложены в выражении для плотности функции Лагранжа. Последний член $-\hbar\nabla\mathbf{u}/2$ описывает взаимодействие между регулярной составляющей $\frac{d\mathbf{x}}{dt}$ и случайной $\mathbf{u}$.

Частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$ являются случайными, поскольку для них нет динамических уравнений. Действительно, *формально* действие для отдельной частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$

имеет вид

$$\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{st}}}[\mathbf{x},\mathbf{u}]=\int\left\{\frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^{2}+\frac{m}{2}\mathbf{u}^{2}-\frac{\hbar}{2}\nabla\mathbf{u}\right\}dt \qquad (18)$$

где $\mathbf{u}=\mathbf{u}(t,\mathbf{x})$ есть векторная функция аргументов $t,\mathbf{x}$, а $\mathbf{x}=\mathbf{x}(t)$ есть векторная функция независимой переменной t. Функционал действия (18) не является хорошо определенным, если $\hbar\neq 0$, потому что оператор $\nabla=\left\{\frac{\partial}{\partial x^{\alpha}}\right\}$, $\alpha=1,2,3$ определен в трехмерной окрестности точки $\mathbf{x}$, а не в одномерной окрестности точки $\mathbf{x}$ на одномерной кривой. Вариация действия (17) по зависимым переменным $\mathbf{x}$ и $\mathbf{u}$ порождает динамические уравнения, которые содержат уравнение Шредингера как частный случай. Статистическое описание в виде действия (17) не содержит каких-либо ссылок на плотность вероятности.

Статистическое описание случайных мировых линий в терминах вероятности было невозможно, динамическая концепция статистического описания была неизвестна. В результате метод проб и ошибок оказался единственно возможным методом исследования квантовых явлений. Применение этого метода позволило построить нерелятивистскую квантовую механику на основе квантовых принципов, которые воспринимались просто как список предписаний для работы с таким таинственным объектом как волновая функция. Три поколения исследователей использовали метод проб и ошибок как *единственно возможный метод* исследования. Старый логический метод Ньютона был забыт. Он не работал при тех условиях, когда имелись ошибки в первых принципах фундаментальной теории. Подгоночный менталитет является результатом длительного применения метода проб и ошибок. Применение метода проб и ошибок для построения релятивистской квантовой теории очень трудно, потому что релятивистская квантовая теория строится на основе *нерелятивистских* квантовых принципов, котрые препятствуют введению релятивистских понятий в создаваемую теорию.

Сейчас, когда удалось исправить некоторые ошибки в основании теории и построить ДКСО, требуется только правильно применить фундаментальные принципы к релятивистским явлениям. На этой стадии исследований подгоночный менталитет является главным препятствием на пути развития фундаментальной теории. Дело в том, что критерии правильной теории различны в компенсирующей теории (созданной на основе метода проб и ошибок) и в фундаментальной теории (созданной на основе первых принципов). Например, при презентации новой теории типичный вопрос звучит следующим образом. Какие новые явления объясняет ваша теория? Этот вопрос является ключевым при презентации новой компенсирующей теории, потому что новая компенсирующая теория предполагает некоторые новые гипотезы. Предложенный вопрос проверяет в какой степени удовлетворительны эти новые гипотезы. В то же время этот вопрос является бессмысленным при презентации фундаментальной теории, потому что в фундаментальной теории нет никаких новых гипотез. Фундаментальные принципы не проверяются отдельным экспериментом. Они проверяются всей совокупностью экспериментальных данных. Если фундаментальные принципы верны, всякая проверка предсказаний в отдельном эксперименте проверяет только правильность применения фундаментальных принципов в данном случае, а не правильность самих фундаментальных принципов. Правильность применения определяется квалификацией исследователя, а не правильностью фундаментальных принципов. Это есть причина, почему предсказания правильной фундаментальной теории для новых физических явлений оказываются более точными, чем предсказания компенсирующей теории. Во многих случаях компенсирующая теория, вообще, не может сделать предсказания. Она может только объяснять, используя новые гипотезы.

Наконец, укажем, как следует строить релятивистскую квантовую теорию, используя фундаментальные принципы. Эти фундаментальные принципы представляют собой обычные классические принципы. Например, нужно проквантовать свободную релятивистскую частицу массы m. Операция квантования представляет собой обычную динамическую процедуру. Строится статистический ансамбль классических релятивистских частиц, описываемых действием

$$\mathcal{A}[x] = -\int mc\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}d^4\xi, \qquad d^4\xi = d\xi_0 d\boldsymbol{\xi}, \tag{19}$$

где $x = \{x^i(\xi_0, \boldsymbol{\xi})\}$, $i = 0,1,2,3$ суть зависимые переменные. $\xi = \{\xi_0, \boldsymbol{\xi}\} = \{\xi_k\}$, $k = 0,1,2,3$ суть независимые переменные, и $\dot{x}^i \equiv dx^i/d\xi_0$.

Чтобы проквантовать релятивистскую частицу, следует сделать замену

$$m \to mK, \qquad K = \sqrt{1 + \lambda^2(\kappa_l\kappa^l + \partial_l\kappa^l)}, \qquad \lambda = \frac{\hbar}{mc} \tag{20}$$

где величины $\kappa^l = \{\kappa^l(x)\}$, $l = 0,1,2,3$ являются добавочными зависимыми переменными, описывающими стохастическую составляющую движения частицы. Тогда действие для статистического ансамбля стохастических (квантовых) частиц принимает вид

$$\mathcal{A}[x,\kappa] = \int \left\{-mc\sqrt{1 + \lambda^2(\kappa_l\kappa^l + \partial_l\kappa^l)}\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k} - \frac{e}{c}A_k\dot{x}^k\right\} d^4\xi, \tag{21}$$

которое не содержит ни волновой функции, ни операторов. Действие (21) не содержит какой-либо ссылки на приниципы, и интерпретация описания осуществляется в терминах положения частицы x^k. Тем не менее, используя надлежащую замену переменных, можно ввести волновую функцию [19] и показать, что в терминах волновой функции динамические уравнения, порожденные действием (21), представляют собой уравнение Клейна-Гордона. В нерелятивистском приближении действие (21) превращается в действие (17).

Чтобы объяснить эффект рождения пар, достаточно применить ДКСО к релятивистским динамическим системам, состоящим из нескольких частиц. Придумывать новые гипотезы для этой цели нет необходимости.

Список литературы

[1] H. Everett, *Rev. Mod. Phys.* **29** 454 (1957); Reprinted in *Quantum Theory and Measurement* (Eds. J.A. Wheeler, W.H. Zurek) (Princeton, N.J.: Princeton University Press. 1983)

[2] B.S. DeWitt and N. Graham (Eds) *The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics* (Princeton, N.J.: Princeton University Press, 1973)

[3] Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика. (Нерелятивистская теория),* четвертое издание, Москва, Наука, 1984, разд. 17.

[4] Yu.A. Rylov, Dynamics of stochastic systems and peculiarities of measurements in them. (Available at http://arXiv.org/abs/physics/0210003).

[5] E. Madelung, Quanten Theorie in hydrodynamischer Form. *Z. Phys.* **40,** 322-326, (1926).

[6] Д.И. Блохинцев, *Основы квантовой механики.* Наука, 1976.

[7] L.E. Ballentine, The statistical interpretation of quantum mechanics, *Rev. Mod. Phys.,* **72**, 358. (1970).

[8] L.E. Ballentine, *Quantum Mechanics,* World Scientific, Singapore, 1998.

[9] W. Heisenberg, Development of the Quantum Mechanics Interpretation. в *Niels Bohr and the Development of Physics.* ed. W.Pauli , London. Pergamon Press Ltd., 1955. (русс.пер. *Нильс Бор и развитие физики*, ИИЛ, Москва, 1958)

[10] C. Piron, *Helv. Phys. Acta* **37**, 439 (1964)

[11] R. Penrose, *The Large, the Small and the Human Mind*, CUP (1997)

[12] R.G. Newton, What is a state in quantum mechanics? *Am. J. Phys.* **72**(3), 348-350 (2004).

[13] G. Ludwig, *Z. Phys.* **181**, 233 (1964),

[14] G. Ludwig, *Z. Naturforsch.* **22a**, 1303 (1967);

[15] G. Ludwig, *Commun. Math. Phys.* **37**, 221 (1974),

[16] P. A. M. Dirac, *Principles of Quantum Mechanics,* 4th ed. Oxford, 1958.

[17] Yu. A. Rylov, Formalized procedure of transition to classical limit in application to the Dirac equation. (Available at http://arXiv.org/abs/physics/0507183)

[18] Yu.A. Rylov, Pair production problem and canonical quantization of nonlinear scalar field in terms of world lines. (Available at http://arXiv.org/abs/hep-th/0106169).

[19] Yu. A. Rylov, Classical description of pair production. (Available at http://arXiv.org/abs/physics/0301020).

[20] Yu. A. Rylov, What object does the wave function describe? (Available at http://arXiv.org/abs/physics/0405117).