Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки. 2011. № 3 (24). С. 117–128

Теоретическая физика

УДК 53.03:(539.183-539.194)

ЕСТЕСТВЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО МИКРООБЪЕКТА

А. Ю. Самарин

Самарский государственный технический университет,
443100, Самара, ул. Молодогвардейская, 244.

E-mail: samarinay@yahoo.com

Доказана неизменность классических динамических законов для микрообъекта в пространстве, координатными осями которого являются матричные элементы перехода соответствующих координат. Установлено, что измерение представляет собой процесс локализации микрообъекта в классическом пространстве при его взаимодействии с прибором. С использованием интегралов по траекториям описана редукция волновой функции. Предложен механизм возникновения вероятности при измерении, в котором «скрытый параметр», являющийся причиной возникновения случайности при проявлении характеристик микрообъекта, относится к процессу взаимодействия классического прибора с микрообъектом. Оба вида квантово-механических процессов — эволюция и редукция волновой функции — описаны в рамках единого подхода.

Ключевые слова: *матричные элементы перехода, континуальный интеграл, собственное пространство микрообъекта, принцип наименьшего действия, редукция волновой функции, скрытый параметр.*

Введение. Несмотря на внутреннюю непротиворечивость и математическую безукоризненность нерелятивистской квантовой теории, она тем не менее порождает ряд проблем в отношениях с общими принципами, используемыми при естественнонаучном подходе. К ним следует отнести вопрос объективности существования ряда категорий, принципиальных для ее математического аппарата, наличия причинно-следственных связей состояний микрообъекта при взаимодействии с классическим объектом, а также вопрос познаваемости материального мира, связанный с невозможностью описания стандартными квантово-механическими методами областей движения объекта, «скрытых» принципом неопределенности Гейзенберга.

Эти проблемы связаны, в конечном счёте, с требованием, предъявляемым ко всем физическим величинам в квантовой механике, — быть измеримыми в произвольный момент времени. Под измерением понимается процесс, позволяющий получить информацию, необходимую для определения значения величины, характеризующей то или иное свойство микрообъекта, исходя из изменения каких-либо свойств взаимодействующего с ним макроскопического тела — прибора. При этом значения некоторых величин могут не измеряться непосредственно, а вычисляться по результатам произведенных измерений других величин с помощью формул, выражающих законы квантовой системы [1]. Аналогичный способ определения значений физических величин для

Алексей Юрьевич Самарин (к.ф.-м.н., доцент), докторант, каф. общей физики и физики нефтегазового производства.

произвольного момента времени не применяется. Это связано с тем обстоятельством, что изменение системы во времени описывается через эволюцию волновой функции, которая, по определению, строится на основе измеряемых физических величин. Такой подход приводит к признанию в качестве измеримых величин только тех, которые могут быть измерены в данный момент времени. Таким образом, предполагается возможность проявления характеристик материальных микрообъектов во взаимодействии с макротелами в любой момент времени и в любом состоянии микрообъекта, в противном случае этим характеристикам отказывается в объективном существовании. Отсюда непосредственно следует отсутствие непрерывности изменения этих объективных характеристик при движении микрообъекта (возникают области неизмеримости величин, а это, при непрерывном изменении состояния, влечет за собой скачкообразное их изменение и вероятностное описание).

Согласно изначальной логике квантовой механики вопрос объективности существования тех или иных форм микрообъекта заменяется вопросом о возможности проявления этих форм в макроскопическом мире, причем в произвольный момент времени. При этом игнорируется то обстоятельство, что микрообъект имеет принципиально отличную от классического объекта природу и, следовательно, может обладать иными характеризующими его категориями и соответствующими им физическими величинами. Критерием объективной реальности их существования, конечно, должно являться их влияние на макроскопические объекты (то есть, в конечном счёте, их измерение), но это влияние может быть результатом причинно-связанной последовательности состояний микрообъекта, каждое из которых не обязано основываться на непосредственно измеряемых физических величинах.

1. Альтернативные представления квантовой механики. В последние два десятилетия широкое распространение получили различные интерпретации квантовой механики, основанные не на временной эволюции вектора состояния в гильбертовом пространстве, а на так называемых «историях» [2]. Эти истории представляют собой временные последовательности возможных значений измеряемых физических величин. Успех подобных теорий определяется двумя обстоятельствами: во-первых, удобством перехода к четырехмерному пространству-времени; во-вторых, введением во внутреннюю структуру теории редукции волновой функции, что исключает необходимость наличия внешнего классического прибора и наблюдателя. В своей наиболее последовательной форме этот подход выразился в создании обобщенной квантовой механики [3], которая основывается на наборе аксиом, отличных от квантово-механических [4]. Суть одной из ключевых аксиом этой теории сводится к утверждению, что любая история (то есть временная зависимость физической величины) может быть выражена через тот или иной набор фейнмановских траекторий (траекторий в конфигурационном пространстве) [5]. Это математически выражается в представлении эволюции физических величин через интеграл по траекториям в его наиболее математически корректной форме — континуальном интеграле [6]. Однако подобная интерпретация основывается на измеряемых физических величинах, а в случае интегралов по траекториям — на измеряемых координатах системы. Континуальный интеграл при таком подходе осуществляет отображение одного состояния в гильбертовом пространстве на другое. Если быть до конца последовательным, то следовало бы рассматривать континуальный интеграл как математический инструмент, определяющий соответствие между точками конфигурационного пространства. При таком рассмотрении включение континуального интеграла в набор аксиом теории принципиально делает невозможным измеримость координаты в общем случае, поскольку его значение комплексно и, следовательно, комплексной будет являться величина, соответствующая координате микрообъекта.

2. Матричные элементы перехода. Для выяснения вида величин, определяющих движение микрообъекта в произвольный момент времени, необходимо наличие закона, связывающего их с непосредственно измеряемыми характеристиками движения. В качестве такого закона в работе [7] предложено использовать волновое уравнение, содержащее континуальный интеграл в интерпретации [5] (интерпретация относится к структуре подынтегрального выражения, интегральная мера определяется через аналитическое продолжение винеровского интеграла [6]). По аналогии с амплитудой вероятности перехода в [5] вводятся матричные элементы перехода, которые, согласно [7], имеют вид (отличия матричных элементов [7] связаны с упомянутой выше непосредственной неизмеримостью физических величин в произвольный момент времени)

$$\langle 2|f(t_1,t_2,\tau)|1\rangle = \int f[x(\tau),\tau]\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\int_{t_1}^{t_2} L\left(x,\frac{dx}{d\tau},\tau\right)d\tau\right\}[dx(\tau)], \qquad (1)$$

где x — координата пространства, соответствующая виртуальной траектории микрообъекта; τ — переменная временного континуума; t_1, t_2 — время двух последовательных измерений характеристики f, соответствующих положениям объекта в точках пространства 1 и 2; $\langle 2|f(t_1,t_2,\tau)|1\rangle$ — матричный элемент перехода величины f в обозначения Дирака (в данной интерпретации употребляется наименование «матричный элемент перехода» и применяется его общепринятое обозначение для представления величины, характеризующей переход части микрообъекта из одной точки конфигурационного пространства в другую, а не между состояниями в гильбертовом пространстве; для того чтобы получить матричные элементы перехода микрообъекта в общепринятом значении, необходимо проинтегрировать матричные элементы (1) по всему конфигурационному пространству начального и конечного состояний с весом, соответствующим волновым функциям этих состояний); $L(x, dx/d\tau, \tau)$ — функция Лагранжа для виртуальной траектории; $[dx(\tau)]$ — элемент пространства траекторий. Введение времени τ в структуру матричного элемента определяет непрерывность его эволюции в промежутках между двумя измерениями, что выражается в комплексности (в общем случае) его значений. В квантовых состояниях матричные элементы выражаются через непосредственно измеряемые величины (то есть в тот же самый момент времени, которому они соответствуют), поэтому для возможности их использования в качестве основы описания состояния микрообъектов необходимо определить динамическое уравнение, определяющее их эволюцию. Подобное дифференциальное уравнение было определено исходя из структуры матричных элементов в [5], однако оно практически непригодно вследствие его неразрешимости из-за наличия в нем континуальных интегралов. Этот недостаток может быть устранен благодаря учету существенного физического свойства виртуальных траекторий — их альтернативности.

3. Влияние альтернативности траекторий. Это свойство является результатом факта локальности свойств микрообъекта в классическом пространстве, который определяется пространственной локальностью оператора Гамильтона [6]. Формально оно выражается в отсутствии зависимости характеристик движения, соответствующих одной из виртуальных траекторий, от переменных, соответствующих другим траекториям. Именно это обстоятельство, а также линейность континуального интеграла, позволяет сделать следующее

Заключение. *Если некоторая величина $f = f(x, y, \dots)$ есть функция величин x, y, $\dots$ для каждой из альтернативных траекторий, то соответствующий матричный элемент $\langle 2|f|1\rangle = f(\langle 2|x|1\rangle, \langle 2|y|1\rangle, \dots)$ представляет собой ту же самую функцию матричных элементов величин x, y, $\dots$.*

Доказательство. Пусть $f = f(x, y)$ и f зависит от виртуальной траектории только через величины x и y. Обозначим виртуальную траекторию через γ. Тогда матричный элемент перехода величины f типа (1) можно записать в следующем виде (здесь и в дальнейшем в обозначениях матричных элементов перехода цифры, соответствующие его начальным и конечным точкам, будут опускаться — $\langle 2|f|1\rangle = \langle f\rangle$; поскольку в настоящей работе случайные величины не рассматриваются, это не может привести к неоднозначности):

$$\langle f\rangle = \int f(x_\gamma, y_\gamma) \exp\frac{i}{\hbar} S_\gamma [d\gamma].$$

Эта величина может быть рассмотрена как функция множества переменных x_γ и y_γ, образующих континуум. Разложение в ряд величины $\langle f\rangle$ по этим переменным обладает той спецификой, что слагаемые ряда выражаются в виде континуальных интегралов (а не сумм, как в случае дискретного набора переменных). Линейный член (для переменной x) запишется в виде

$$\int \Big(\frac{\partial}{\partial x_{\gamma'}} \int f(x_\gamma, y_\gamma) \exp\frac{i}{\hbar} S_\gamma [d\gamma]\Big)^{(0)} x_{\gamma'} [d\gamma'].$$

Аналогично квадратичное слагаемое запишется как

$$\frac{1}{2}\int x_{\gamma'} [d\gamma'] \int x_{\gamma''} \Big(\frac{\partial^2}{\partial x_{\gamma'} \partial x_{\gamma''}} \int f(x_\gamma, y_\gamma) \exp\frac{i}{\hbar} S_\gamma [d\gamma]\Big)^{(0)} [d\gamma''].$$

Поскольку каждая из различных траекторий в квадратичном члене встречается дважды, соответствующие слагаемые должны быть разделены на 2, так же как и слагаемые с произведением величин для одной и той траектории. Другие члены разложения могут быть получены аналогично. Тогда ряд будет иметь вид

$$\begin{aligned}\langle f(x_\gamma, y_\gamma)\rangle = \int f\big(x_\gamma^{(0)}, y_\gamma^{(0)}\big) \exp\frac{i}{\hbar} S_\gamma [d\gamma] +& \\ + \int x_{\gamma'} \Big(\frac{\partial}{\partial x_{\gamma'}} \int f(x_\gamma, y_\gamma) \exp\frac{i}{\hbar} S_\gamma [d\gamma]\Big)^{(0)} [d\gamma'] +& \\ + \int y_{\gamma'} \Big(\frac{\partial}{\partial y_{\gamma'}} \int f(x_\gamma, y_\gamma) \exp\frac{i}{\hbar} S_\gamma [d\gamma]\Big)^{(0)} [d\gamma'] +& \\ + \frac{1}{2}\int x_{\gamma'} [d\gamma'] \int x_{\gamma''} \Big(\frac{\partial^2}{\partial x_{\gamma'} \partial x_{\gamma''}} \int f(x_\gamma, y_\gamma) \exp\frac{i}{\hbar} S_\gamma [d\gamma]\Big)^{(0)} [d\gamma''] +&\end{aligned}$$

$$+\frac{1}{2}\int y_{\gamma'}[d\gamma']\int y_{\gamma'''}\Big(\frac{\partial^2}{\partial y_{\gamma'}\partial y_{\gamma''}}\int f(x_\gamma,y_\gamma)\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma]\Big)^{(0)}[d\gamma'']+$$
$$+\int x_{\gamma'}[d\gamma']\int y_{\gamma'''}\Big(\frac{\partial^2}{\partial x_{\gamma'}\partial y_{\gamma''}}\int f(x_\gamma,y_\gamma)\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma]\Big)^{(0)}[d\gamma]+\ldots$$

Заменяя производные по x_γ, y_γ на производные по $\langle x\rangle$ и $\langle y\rangle$ получим

$$\langle f(x_\gamma,y_\gamma)\rangle=\int f\big(x_\gamma^{(0)},y_\gamma^{(0)}\big)\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma]+\Big(\frac{\partial}{\partial\langle x\rangle}\int f(x_\gamma,y_\gamma)\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma]\Big)^{(0)}\times$$
$$\times\int x_{\gamma'}\Big(\frac{\partial\langle x\rangle}{\partial x_{\gamma'}}\Big)^{(0)}[d\gamma']+\Big(\frac{\partial}{\partial\langle y\rangle}\int f(x_\gamma,y_\gamma)\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma]\Big)^{(0)}\int y_{\gamma'}\Big(\frac{\partial\langle y\rangle}{\partial y_{\gamma'}}\Big)^{(0)}[d\gamma']+$$
$$+\Big(\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial\langle x\rangle\partial\langle x\rangle}\int f(x_\gamma,y_\gamma)\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma]\Big)^{(0)}\int x_{\gamma'}\Big(\frac{\partial\langle x\rangle}{\partial x_{\gamma'}}\Big)^{(0)}[d\gamma']\times$$
$$\times\int x_{\gamma''}\Big(\frac{\partial\langle x\rangle}{\partial x_{\gamma''}}\Big)^{(0)}[d\gamma'']+\frac{1}{2}\Big(\frac{\partial^2}{\partial\langle y\rangle\partial\langle y\rangle}\int f(x_\gamma,y_\gamma)\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma]\Big)^{(0)}\times$$
$$\times\int y_{\gamma'}\Big(\frac{\partial\langle y\rangle}{\partial y_{\gamma'}}\Big)^{(0)}[d\gamma']\int y_{\gamma''}\Big(\frac{\partial\langle y\rangle}{\partial y_{\gamma''}}\Big)^{(0)}[d\gamma'']+$$
$$+\Big(\frac{\partial^2}{\partial\langle x\rangle\partial\langle y\rangle}\int f(x_\gamma,y_\gamma)\exp\frac{i}{\hbar}S_R[d\gamma]\Big)^{(0)}\int x_{\gamma'}\Big(\frac{\partial\langle x\rangle}{\partial x_{\gamma'}}\Big)^{(0)}[d\gamma']\int y_{\gamma''}\times$$
$$\times\Big(\frac{\partial\langle y\rangle}{\partial y_{\gamma''}}\Big)^{(0)}[d\gamma'']+\ldots$$

Далее следует учесть альтернативность траекторий. Для этого удобно ввести математический объект, выделяющий одну из множества траекторий. Этот объект решает задачу, аналогичную той, которую решает δ-функция Дирака для функции множества значений физических величин. Он будет иметь вид

$$\delta[\gamma'-\gamma]=\begin{cases}0, & \text{при } \gamma'\neq\gamma,\\ \infty, & \text{при } \gamma'=\gamma,\end{cases}$$

и исходя из физического смысла он должен обладать свойствами, аналогичными δ-функции Дирака:

$$\int\delta[\gamma'-\gamma]f[\gamma'][d\gamma']=f[\gamma],\qquad\int\delta[\gamma'-\gamma][d\gamma]=1.$$

Тогда факт альтернативности траекторий может быть записан в виде

$$\frac{\partial\langle f\rangle}{\partial x_\gamma}=\frac{\partial}{\partial x_\gamma}\int f(x_{\gamma'},y_{\gamma'})\exp\frac{i}{\hbar}S_{\gamma'}[d\gamma']=\int\delta[\gamma'-\gamma]\exp\frac{i}{\hbar}S_{\gamma'}\frac{\partial}{\partial x_{\gamma'}}f(x_{\gamma'},y_{\gamma'})[d\gamma'],$$

где индексы $\gamma\equiv x(\tau)$, $\gamma'\equiv x'(\tau)$ обозначают виртуальные траектории. Матричные элементы величин xи y имеют вид

$$\langle x\rangle=\int x_\gamma\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma],\quad\langle y\rangle=\int y_\gamma\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma].$$

Тогда

$$\int x_{\gamma'}\Big(\frac{\partial\langle x\rangle}{\partial x_{\gamma'}}\Big)^{(0)}[d\gamma'] = \int x_{\gamma'}\Big(\frac{\partial}{\partial x_{\gamma'}}\int x_\gamma \exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma]\Big)^{(0)}[d\gamma'] =$$
$$= \int x_{R'}\Big(\int \delta[\gamma-\gamma']\frac{\partial}{\partial x_\gamma}x_\gamma \exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma]\Big)^{(0)}[d\gamma'] =$$
$$= \int x_{\gamma'}\Big(\int \delta[\gamma-\gamma']\exp\frac{i}{\hbar}S_\gamma[d\gamma]\Big)[d\gamma'] = \int x_{\gamma'}\exp\frac{i}{\hbar}S_{\gamma'}[d\gamma'] = \langle x\rangle.$$

Аналогично
$$\int y_{\gamma'}\Big(\frac{\partial\langle y\rangle}{\partial y_{\gamma'}}\Big)^{(0)}[d\gamma'] = \langle y\rangle.$$

Тогда разложение в ряд будет иметь вид

$$\langle f(x_\gamma,y_\gamma)\rangle = \langle f^{(0)}\rangle + \Big(\frac{\partial\langle f\rangle}{\partial\langle x\rangle}\Big)^{(0)}\langle x\rangle + \Big(\frac{\partial\langle f\rangle}{\partial\langle y\rangle}\Big)^{(0)}\langle y\rangle + \frac{1}{2}\Big(\frac{\partial^2\langle f\rangle}{\partial\langle x\rangle^2}\Big)^{(0)}\langle x\rangle^2 +$$
$$+ \frac{1}{2}\Big(\frac{\partial^2\langle f\rangle}{\partial\langle y\rangle^2}\Big)^{(0)}\langle y\rangle^2 + \Big(\frac{\partial^2\langle f\rangle}{\partial\langle x\rangle\partial\langle y\rangle}\Big)^{(0)}\langle x\rangle\langle y\rangle + \ldots$$

или
$$\langle 2|f(x_\gamma,y_\gamma)|1\rangle = f(\langle 2|x|1\rangle,\langle 2|y|1\rangle), \tag{2}$$
что и требовалось доказать. □

4. Динамическое уравнение движения микрообъектов. Для определения динамического закона, определяющего временную зависимость величин, характеризующих движение микрообъекта, в работах [5, 7] был использован вариационный принцип, непосредственно следующий из структуры матричного элемента действия
$$\delta\langle 2|S|1\rangle = 0,$$
где $\langle 2|S|1\rangle = \Big\langle 2\Big|\int_t^{t_2} L(x,\dot{x},\tau)d\tau\Big|1\Big\rangle$ — матричный элемент функционала действия.

В работе [8] показано, что время может рассматриваться как вещественная независимая переменная. Тогда последнее выражение примет вид

$$\langle 2|S|1\rangle = \int_t^{t_2}\langle 2|L(x,\dot{x},\tau)|1\rangle d\tau = \int_{t_1}^{t_2} L(\langle 2|x|1\rangle,\langle 2|\dot{x}|1\rangle,\tau)d\tau = S_{12}[\langle 2|x(\tau)|1\rangle].$$

Следовательно, матричный элемент координаты, а вместе с ним и все остальные матричные элементы (в соответствии с формулой (2)), определяются принципом, аналогичным принципу наименьшего действия в классической механике:
$$\delta S[\langle 2|x(\tau)|1\rangle] = 0, \tag{3}$$
где $\langle 2|x(\tau)|1\rangle = \int_1^2 x(\tau)\exp\frac{i}{\hbar}S_{12}x(\tau)[dx(\tau)]$ — матричный элемент координат перехода между точками классического пространства (точками измерения)

1 и 2. Эта функция времени может рассматриваться как комплексная траектория движения части объекта (поскольку квантовый объект при описании его движения рассматривается как распределенный в пространстве объект, траектории движения относятся не к объекту в целом, а к его частям). Это утверждение позволяет установить аналогию между движением классической сплошной среды в обычном конфигурационном пространстве, описанное методом Лагранжа и движением микрообъекта в комплексном пространстве. Другими словами, микрообъект движется в конфигурационном пространстве с комплексными координатами по динамическим законам, аналогичным классическим. Нелокальность микрообъекта проявляется в его описании волновой функцией, которая в общем случае является функцией комплексных переменных координат и вещественного времени [8]. Временная зависимость этой функции представляет собой квантовый аналог описания Эйлера в классической механике сплошной среды. Это обстоятельство позволяет рассматривать волновую функцию как объективную реальность, выражающую пространственное состояние микрообъекта (пространственное «распределение плотности» объекта в комплексном виртуальном пространстве; виртуальность в данном случае подразумевает неизмеримость его характеристик в произвольный момент времени, а отнюдь не исключает его принадлежность к объективной реальности). Соответствие квантовых законов движения классическим является своего рода выражением принципа относительности для пространств микрообъектов.

5. Связь пространства микрообъекта с классическим пространством. Редукция волновой функции. Одной из основных проблем квантовой механики является наличие редукции волновой функции в процессе измерения — взаимодействия с классическим прибором. В результате редукции волновой функции из множества возможных (в общем случае) значений измеряемой физической величины «отбирается» одна. При этом волновая функция системы до измерения «редуцирует» к волновой функции, соответствующей этому значению измеряемой величины. Длительность редукции в квантовой механике гильбертова пространства полагается раной нулю, что не позволяет представить ее в виде причинно-следственной последовательности событий. Используемый в настоящей работе подход к рассмотрению природы микрообъекта представляет редукцию волновой функции как конечный во времени процесс пространственной локализации свойств объекта. Поскольку, согласно изложенному выше, любая величина, описывающая движение микрообъекта, может быть представлена как функция координат и времени, то для определения возможности описания процесса редукции и установления его природы достаточно рассмотреть процесс измерения координаты микрообъекта.

Пусть прибор представляет собой множество материальных точек (в данном случае — тел), обладающих достаточно малыми размерами, чтобы полагать волновую функцию объекта неизменной в пределах их объема. Пусть взаимодействуют с прибором только те участки сплошной среды объекта, которые непосредственно находятся в объеме классического тела. Кроме того, для выполнения функций прибора в результате взаимодействия в точечном теле должна иметься возможность для начала какого-либо классического движения (это необходимо для независимости процесса измерения от наблюдателя [9]). Другими словами, необходимо наличие у прибора свойства усиления какого-либо процесса, возникающего под воздействием квантового объекта. Пусть тела непосредственно не влияют друг на друга, что не исключает их взаимодействия опосредованно через микрообъект.

Во время процесса взаимодействия волновые функции прибора и объекта разделены быть не могут. В структуре интеграла по траекториям это проявляется в наличии функционала действия, зависящего от координат как прибора, так и объекта. Пусть Y^i — пространственная координата i-того точечного тела прибора. Кроме этой координаты состояние отдельного тела прибора будет зависеть от совокупности обобщенных координат X^n, каждая из которых характеризует процесс, возникающий в i-том точечном теле (понятие точечного тела отличается от понятия материальной точки пренебрежимо малым пространственным размером не вообще, а только по отношению к расстояниям, характеризующим изменение волновой функции) под воздействием микрообъекта. До взаимодействия волновая функция системы, состоящей из квантового объекта и классического прибора, имеет вид

$$\Psi_{\tau_1}(x_1, Y^1, \dots, Y^n) = \psi_{\tau_1}(x_1)\Phi_{\tau_1}(Y^1, \dots, Y^n)\varphi_{\tau_1}(X_1^1, \dots, X_1^n),$$

где $\psi_{\tau_1}(x_1)$, $\Phi_{\tau_1}(Y^1, \dots, Y^n)$, $\varphi_{\tau_1}(X_1^1, \dots, X_1^n)$ — волновые функции квантового объекта, движения центров масс точечных тел и процессов, происходящих внутри точечных тел, соответственно. Процесс взаимодействия будет характеризоваться следующим волновым уравнением [8]:

$$\begin{aligned}\Psi_{\tau_2}(x_2, X_2^1, \dots, X_2^n, Y^1, \dots, Y^n) = \Phi_{\tau_2}(Y^1, \dots, Y^n)\psi_{\tau_2}(x_2, X_2^1, \dots, X_2^n) = \\ = \Phi_{\tau_2}(Y^1, \dots, Y^n)\int dx_1 \int dX_1^1 \dots \int K(x_2, x_1, X_2^n, X_1^n, \tau_2, \tau_1)\times \\ \times \psi_{\tau_1}(x_1, X_1^1, \dots, X_1^n)dX_1^n,\end{aligned}$$

где x_1, x_2 — соответственно координаты микрообъекта до начала процесса взаимодействия и после; $K(x_2, x_1, X_2^n, X_1^n, \tau_2, \tau_1)$ — амплитуда перехода, которая может быть выражена через континуальный интеграл [8]. Тогда, сгруппировав траектории по признаку их соответствия взаимодействующим и не взаимодействующим областям объекта, для временной эволюции начального состояния системы (до взаимодействия) можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned}&\Psi_{\tau_2}(x_2, X_2^1, \dots, X_2^n, Y^1, \dots, Y^n) = \\ &= \Phi_{\tau_2}(Y^1, \dots, Y^n)\int \psi_{\tau_1}(x_1)dx_1\biggl(\int_1^2 \exp\frac{i}{\hbar}s_{12}[\gamma][d\gamma] + \\ &+ \int \dots \int \biggl(\sum_{i=1}^{n}\int_1^2 \exp\frac{i}{\hbar}S[\Gamma_i][d\Gamma_i]\biggr)\prod_{i=1}^{n}\varphi_{\tau_1}^i(X_1^i)dX_1^i\biggr),\end{aligned}$$

где γ — траектории квантового объекта, не проходящие ни через одно тело прибора; Γ_i — элемент множества пар траекторий, каждая из которых содержит одну виртуальную траекторию объекта и одну — процесса взаимодействия. Из формулы видно, что в процессе взаимодействия волновые функции объекта и прибора разделены быть не могут.

Пусть далее классический объект находится в состоянии локального устойчивого равновесия (в потенциальной яме малой глубины). Его движение в этой потенциальной яме определяется функционалом действия, который включает в себя потенциальную энергию объекта относительно дна потенциальной ямы. Как только объект покидает яму, его потенциальная энергия, входящая в функционал действия, определяется относительно другого нулевого уровня энергии, соответствующего движению объекта вне ямы. В данном случае глубина потенциальной ямы имеет порядок энергии квантового взаимодействия, тогда как потенциальная энергия процесса, усиливающего это взаимодействие, имеет макроскопический масштаб. Это значит, что в момент времени, соответствующий началу «усиливающего» макроскопического процесса, потенциальная энергия, входящая в функционал действия соответствующей траектории, претерпевает скачок с микроскопической величины до макроскопического значения. Чтобы увидеть последствие этого скачка, необходимо перейти к представлению комплексного интеграла по траекториям в виде вещественного интеграла Винера [6]:

$$\int_1^2 \exp\frac{1}{\hbar}s'_{12}[\gamma][d\gamma] + \int\dots\int\left(\sum_{i=1}^{n}\int_1^2 \exp\frac{1}{\hbar}S'[\Gamma_i][d\Gamma_i]\right)\prod_{i=1}^{n}\varphi^i_{\tau_1}(X^i_1)dX^i_1,$$

где $S[\Gamma_i] = -\int\big(T_{\Gamma_i} - U_{\Gamma_i}\big)dt$, $s'[\gamma] = -\int\big(T_\gamma - U_\gamma\big)dt$ — эвклидовы функционалы действия; $T_{\Gamma_i}, U_{\Gamma_i}$ — кинетическая и потенциальная энергии; t — мнимое время. Учитывая природу траекторий Γ, это выражение может быть переписано в виде

$$\int_1^2 \exp\frac{1}{\hbar}s_{12}[\gamma][d\gamma] +$$
$$+\int\dots\int\left(\sum_{i=1}^{n}\int_1^2[d\gamma'_i]\int_1^2\exp\frac{1}{\hbar}\big\{S[X_i(t)] + S[\gamma'_i]\big\}[dX_i(t)]\right)\prod_{i=1}^{n}\varphi^i_{\tau_1}(X^i_1)dX^i_1.$$

Поскольку в начале макроскопического процесса его кинетической энергией можно пренебречь по сравнению с потенциальной, то

$$S'[X^A_k(t)] \sim U_{X^A_k(t)}t,$$

где индекс k соответствует точечному телу, в котором инициирован макроскопический процесс; $X^A_k(t)$ — траектория макроскопического процесса. Следовательно, практически мгновенно (по сравнению с характерными для квантовых процессов временами) значение этого функционала действия намного превысит соответствующие величины для всех прочих траекторий, что приведет к

$$\left(\int_1^2 \exp\frac{1}{\hbar}S'[\gamma'_k][d\gamma'_k]\right)\int\exp\frac{1}{\hbar}S'[X_k(t)]\varphi^k_{\tau_1}(X^k_1)dX^k_1.$$

Чтобы вернуться к реальному времени, следует аналитически продолжить данное выражение на мнимую временную ось. Волновая функция после этого примет вид

$$\Psi_{\tau_2}(x_2, X^1_2, \dots, X^n_2, Y^1, \dots, Y^n) =$$

$$= \Phi_{\tau_2}(Y^1,\dots,Y^n)\varphi_{\tau_2}(X_2^k)\int\left(\int_1^2 \exp\frac{i}{\hbar}S[\gamma_k'][d\gamma_k']\right)\psi_{\tau_1}(x_1)dx_1 =$$

$$= \delta(X_2 - X_2^k)\prod_{i=1}^{n}\delta(Y - Y^i)\int\left(\int_1^2 \exp\frac{i}{\hbar}S[\gamma_k'][d\gamma_k']\right)\psi_{\tau_1}(x_1)dx_1 =$$

$$= \delta(X_2 - X_2^k)\prod_{i=1}^{n}\delta(Y - Y^i)\times$$

$$\times\int_{x_3\in Y_k}dx_3\int\left(\int_3^2 \exp\frac{i}{\hbar}s_{32}[\gamma][d\gamma']\int_1^3 \exp\frac{i}{\hbar}s_{21}[\gamma][d\gamma']\right)\psi_{\tau_1}(x_1)dx_1 =$$

$$= \delta(X_2 - X_2^k)\prod_{i=1}^{n}\delta(Y - Y^i)\times$$

$$\times\int_{x_3\in Y_k}dx_3\int_{x_3\in Y_k}K_{32}(x_2,\tau_2,x_3,\tau_3)dx_3\int K_{13}(x_3,\tau_3,x_1,\tau_1)\psi_{\tau_1}(x_1)dx_1 =$$

$$= \delta(X_2 - X_2^k)\prod_{i=1}^{n}\delta(Y - Y^i)\int_{x_3\in Y_k}dx_3\int_{x_3\in Y_k}K_{32}(x_2,\tau_2,x_3,\tau_3)\psi_{\tau_3}(x_3)dx_3,$$

где τ_3 — время начала процесса измерения. Таким образом, редукция волновой функции математически выражается в интегрировании по координатам объема исключительно одного из точечных тел прибора.

Редукция волновой функции формально происходит за счёт неограниченного возрастания отношения меры множества траекторий объекта, определяющих изменение обобщенной координаты X^k(и однозначно соответствующей фактически измеряемой координате точечного тела $k - Y_3^k$) к мере множества всех прочих траекторий объекта.

Исходя из изложенного выше можно заключить, что редукция имеет детерминистическую природу. Вероятностный характер процесса измерения той или иной координаты объекта обусловлен статистическим разбросом каких-либо характеристик макроскопических тел прибора (например, пороговых значений энергии измерительных процессов).

В основе редукции волновой функции, таким образом, лежит процесс преобразования распределенного в «собственном» пространстве микрообъекта в материальную точку в классическом конфигурационном пространстве при взаимодействии с прибором. Принципиальным свойством прибора, отличающим его от прочих классических объектов, является его способность усиливать процесс взаимодействия с микрообъектом до макроскопических масштабов. Этот процесс является принципиально необратимым во времени, что в макроскопических масштабах, по-видимому, выражается в виде закона возрастания энтропии.

Заключение. Из изложенного выше можно сделать следующие основные выводы:

1) законы движения микрообъекта в пространстве, координатными осями которого являются матричные элементы пространственных координат, определяются детерминистическими законами, идентичными классической механике сплошной среды;
2) это пространство имеет комплексные координаты;
3) в этом пространстве микрообъект не является материальной точкой,

а в общем случае описывается функцией всех пространственных координат, определяющей его пространственную структуру и имеющей объективный характер;

4) локализация микрообъекта в классическом пространстве происходит в процессе его взаимодействия с классическим объектом — прибором; это взаимодействие носит случайный характер за счёт пространственного разброса характеристик прибора;
5) несмотря на то обстоятельство, что вероятность измерения значений координаты зависит от меры некоторого множества (в данном случае — траекторий), в отличие от обычного случайного процесса [10, 11] элемент случайности определяется не элементами этого множества, а статистическим разбросом предельных значений их функций (которые относятся к прибору);
6) скрытый параметр, обеспечивающий соблюдение принципа причинности в процессе измерения, не является атрибутом микрообъекта, а неразрывно связан с классическим прибором, что позволяет обеспечить соблюдение принципа причинности, не нарушая соответствующей теоремы Фон Неймана [1] и неравенства Белла [12];
7) что касается парадокса Эйнштейна—Подольского—Розена [13], связанного с нелокальностью процесса измерения, подтвержденной в [14, 15], то предложенный здесь формализм не предполагает необходимости физического взаимодействия между частями микрообъекта в процессе измерения; этот процесс одновременно влияет на все части микрообъекта за счёт изменения его внутренней структуры, что само по себе не требует бесконечности скорости распространения физических взаимодействий в классическом пространстве; по сути дела, процесс измерения одновременно преобразует весь микроскопический объект в целом.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *von Neumann J.* Mathematical Foundations of Quantum Mechanics / Princeton Landmarks in Mathematics and Physics. Princeton, New Jersy: Princeton University Press, 1996. 464 pp.; русск. пер.: *фон Нейман И.* Математические основы квантовой механики. М.: Наука, 1964. 368 с.
2. *Griffits R. B.* Consistent quantum theory. Cambridge: Cambridge university press, 2002. 391 pp.
3. *Hartle G. B.* Spacetime quantum mechanics and the quantum mechanics of spacetime / In: *Gravitation and Quantizations*: Proceedings of the 1992 Les Houches Summer School (6 July – 1 Aug., 1992); eds. B. Julia, J. Zinn–Justin. North Holland, Amsterdam, 1995. Pp. 285–480, arXiv: gr-qc/9304006.
4. *Gell–Mann M., Hartle J. B.* Classical equations for quantum systems // *Phys. Rev. D.*, 1993. Vol. 47, no. 8. Pp. 3345–3382.
5. *Feynman R. P., Hibbs A. R.* Quantum Mechanics and Path Integrals. New York: McGraw-Hill Companies, 1965. 365 pp.; русск. пер.: *Фейнман Р., Хибс А.* Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968. 382 с.
6. *Zinn–Justin J.* Path Integrals in Quantum Mechanics. Oxford: Oxford University Press, 2004. 332 pp.; русск. пер.: *Зинн–Жюстен Ж.* Континуальный интеграл в квантовой механике. М.: Физматлит, 2006. 360 с.
7. *Самарин А. Ю.* Описание процесса перехода между состояниями дискретного спектра // *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2009. № 2(19). С. 226–230. [*Samarin A. Yu.* Description of discrete spectrum states transition processes // *Vestn. Samar. Gos. Tekhn. Univ. Ser. Fiz.-Mat. Nauki*, 2009. Vol. 2(19). Pp. 226–230].

8. *Самарин А. Ю.* Волновое уравнение перехода между состояниями дискретного спектра // *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2010. № 1(20). С. 188–196. [*Samarin A. Yu.* Wave equation of discrete spectrum states transition processes // *Vestn. Samar. Gos. Tekhn. Univ. Ser. Fiz.-Mat. Nauki*, 2010. no. 1(20). Pp. 188–196].
9. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. 3: Квантовая механика (нерелятивистская теория). М.: Физматлит, 2004. 800 с.; англ. пер.: *Landau L. D. Lifshitz E. M.* Quantum Mechanics (Non-Relativistic Theory), Course of Theoretical Physics. Vol. 3. New York: Pergamon Press, 1977. 689 pp.
10. *Kac M.* Probability and Related Topics in Physical Sciences / Lectures in Applied Mathematics Series. Vol. 1.1, American Mathematical Society, 1957. 266 pp.; русск. пер.: *Кац М.* Вероятность и смежные вопросы в физике. М.: Мир, 1965. 407 с.
11. *Колмогоров А. Н.* Теория вероятностей и математическая статистика. Избранные труды / ред. Ю. В. Прохоров. М.: Наука, 1986. 535 с. [*Kolmogorov A. N.* Probability theory and mathematical statistics. Selected works / ed. Yu. V. Prokhorov. Moscow: Nauka, 1986. 535 pp.]
12. *Bell J. S.* On the Einstein Podolsky Rosen Paradox // *Physics*, 1964. Vol. 1, no. 3. Pp. 195–200.
13. *Reid M. D., Drummond P. D.* Colloquium: The Einstein–Podolsky–Rosen paradox: From concepts to applications // *Reviews of Modern Physics*, 2009. Vol. 81, no. 4. Pp. 1727–1751.
14. *Aspect A., Grangier P., Roger G.* Experimental Realization of Einstein–Podolsky–Rosen–Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities // *Phys. Rev. Lett.*, 1982. Vol. 49, no. 1. Pp. 91–94.
15. *Aspect A., Dalibard J., Roger G.* Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers // *Phys. Rev. Lett.*, 1982. Vol. 49, no. 25. Pp. 1804–1807.

Поступила в редакцию 28/XII/2010;
в окончательном варианте — 25/VII/2011.

MSC: 81S40; 58D30

NATURAL SPACE OF THE MICRO-OBJECT

A. Yu. Samarin

Samara State Technical University,
244, Molodogvardeyskaya st., Samara, 443100, Russia.

E-mail: `samarinay@yahoo.com`

The immutability of classical dynamical laws for the microscopic object in the space which coordinate axes are the transition matrix elements of the corresponding coordinates is proved. It is stated that measurement is a micro-object localization process in the classical space when it interacts with the device. The description of the wave function reduction is obtained using the path integrals. The mechanism of the probability arising on measurement is offered, where the "hidden parameter" that is the cause of the measurement randomness of microscopic characteristics relates to the interaction process of classical instrument with micro-object. Both types of quantum mechanics processes — evolution and reduction of the wave functions — are described in a unified approach.

Key words: *transition matrix elements, path integral, microscopic natural space, the principle of the minimal action, the wave function reduction, hidden parameter, nonlocality of the measurement process.*

Original article submitted 28/XII/2010;
revision submitted 25/VII/2011.

Aleksey Yu. Samarin (Ph. D. (Phys & Math.)), Doctoral Candidate, Dept. of General Physics and Physics of Oil and Gas Production.