Общероссийский математический портал

Д. А. Славнов, Квантовый объект как система с памятью, *ТМФ*, 1996, том 106, номер 2, 264–272

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf1112>

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

Параметры загрузки:

IP: 18.207.199.55

26 апреля 2023 г., 12:21:14

Д. А. Славнов

КВАНТОВЫЙ ОБЪЕКТ КАК СИСТЕМА С ПАМЯТЬЮ

Предложена модель квантовой теории, в которой существенную роль играют немарковские процессы. Предположено, что любой квантовый объект состоит из локальных ядер, носителей корпускулярных свойств, и нелокального волнового поля, носителя памяти. В рамках этой модели представлено решение проблемы квантовых измерений. Рассмотрен парадокс Эйнштейна–Подольского–Розена и неравенство Белла.

Одной из основных проблем квантовой теории является корпускулярно-волновой дуализм. Физики более или менее убедили друг друга, что квантовый объект является некоторым единством, вообще говоря, очень плохо стыкуемых между собой понятий, как-то: неразделимость и локальность (корпускулярные свойства), с одной стороны, и волна, протяженная в пространстве, с другой.

В данной статье делается попытка дать более наглядный образ квантового объекта, в котором корпускулярные и волновые свойства разделены, т.е. представить этот объект как сложную систему, в которой имеются отдельные носители корпускулярных и волновых свойств. На основании такого составного образа квантового объекта предлагается новый вариант интерпретации квантовых измерений.

Примем, что в вакууме имеется сложная система колебаний, которые образуют некоторое волновое поле. В этом поле имеются точки сингулярностей – ядра, также принимающие участие в колебательных движениях. Каждой квантово-механически элементарной частице соответствует некоторая подсистема колебаний поля и одно ядро. Колебания всех составляющих частицы когерентны между собой. Частицы могут образовывать комплексы, в которых существуют коллективные колебания ядер и полей. Эти колебания также когерентны между собой. Волновое поле – объект нелокализуемый. В противоположность этому ядра локальны, бесструктурны и являются носителями корпускулярных свойств в латентной форме. Последнее означает, что значениями наблюдаемых являются элементы некоторой некоммутативной алгебры (алгебры наблюдаемых). Эволюция во времени этих значений управляется уравнениями движения (уравнениями Гайзенберга), граничными и начальными условиями. Эволюция является марковским процессом и вполне детерминантна.

Значения некоторых наблюдаемых конкретного квантового объекта могут перейти из латентного состояния в явное в результате взаимодействия этого объекта с подходящим измерительным прибором. Отображение элемента алгебры наблюдаемых в показание прибора – это переход латентного значения наблюдаемой в явное. Будем считать, что такое отображение тоже детерминантный процесс, но немарковский. Т.е. кон-

кретный результат отображения зависит от всей предыстории квантового объекта. Поскольку ясно, что вся предыстория нам никогда не может быть известна, то, казалось бы, сделать какие-либо предсказания о результатах измерения невозможно. Однако ситуация будет не такой безнадежной, если квантовый объект обладает памятью, в которой хотя бы частично запечатлевается его предыстория.

Положим, что носителем памяти квантового объекта является нелокальное волновое поле. В колебаниях поля, когерентных колебаниям ядер этого объекта, зашифрованы сведения об его предыстории. При этом часть сведений из памяти постепенно теряется, вытесняясь более свежими. Предсказание явных значений наблюдаемых в квантовой теории делается на основании анализа состояния волнового поля. Так как это состояние только частично отражает предысторию квантового объекта, то возможны лишь вероятностные предсказания.

В предлагаемом подходе состоянию квантового объекта соответствует состояние волнового поля, т.е. характер его колебаний. При этом история квантового объекта разбивается на две части: после и до некоторого момента времени t_0 . История после t_0 определяется эволюцией алгебры наблюдаемых, носителями которых являются ядра. Эта эволюция вполне однозначна. Сведения об истории до момента t_0 (предыстории) хранятся в памяти, т.е. в состоянии волнового поля в момент t_0 . Такие сведения играют роль начальных условий для эволюции явных значений наблюдаемых, но эти начальные условия не полны. Подобное разделение истории квантового объекта соответствует представлению Гайзенберга. Совмещение t_0 с текущим моментом времени t соответствует переходу к шредингеровскому представлению.

Квантово-механическая волновая функция характеризует состояние волнового поля – носителя памяти. Вместе с тем память не дает полного описания предыстории индивидуального квантового объекта. Существует целый ансамбль таких объектов, у которых одна и та же информация в памяти, но разные предыстории. Такой ансамбль образует некоторый класс эквивалентности в множестве квантовых объектов. Именно с этим классом эквивалентности находится во взаимно однозначном соответствии волновая функция, точнее луч в гильбертовом пространстве.

Будем считать, что если квантовый объект состоит из n невзаимодействующих частиц, то у него имеются n уровней памяти. Верхний уровень одночастичный, его носителями являются колебания волнового поля, когерентные колебаниям отдельных ядер. Память отдельной частицы хранит информацию об ее предыстории. В стандартной квантовой механике этой информации соответствует одночастичная волновая функция. Все квантово-механические предсказания целиком определяются волновой функцией и не зависят от предыстории. Чтобы этому не противоречили предсказания предлагаемой модели, следует предположить, что существует целый класс одночастичных объектов с одинаковой информацией в памяти и с разными предысториями, причем в этот класс входит одночастичный объект, никогда не участвовавший во взаимодействии.

Второй уровень памяти двухчастичный, его носителями являются колебания волнового поля, когерентные колебаниям всевозможных отдельных пар ядер. Опять-таки должен существовать целый класс двухчастичных объектов с одинаковой информацией в памяти и с разными предысториями. В класс должен входить двухчастичный объект, никогда не испытывавший внешнего воздействия.

По этой же схеме можно описать более глубокие уровни памяти. Элементарным образом рассмотрение распространяется на квантовые объекты, состоящие не из невзаим-

модействующих частиц, а из невзаимодействующих между собой комплексов.

Различные уровни памяти могут взаимно дополнять друг друга. Рассмотрим, например, квантовый объект, состоящий из двух невзаимодействующих частиц. Пусть между наблюдаемыми этих частиц имеется некоторая корреляция. Наиболее естественное объяснение этой корреляции – наличие генетической связи. Под этим подразумевается, что когда-то в прошлом эти частицы либо взаимодействовали между собой, либо имели общее происхождение.

Если нас интересует какая-то информация об этой корреляции, то ясно, что ее можно почерпнуть только из памяти двухчастичного уровня, так как информация одночастичного уровня совпадает с информацией в памяти двух никогда не взаимодействовавших частиц, у которых, естественно, никакой корреляции наблюдаемых нет.

С другой стороны, если нас интересуют сведения об одночастичных наблюдаемых, то большую информацию можно почерпнуть на одночастичном уровне. Действительно, поскольку всякая память позволяет сделать только вероятностные предсказания о дальнейшем поведении квантового объекта, то на основании двухчастичной памяти можно описать только вероятность того или иного варианта распада двухчастичной *связной* (источник корреляции!) системы на две свободные частицы. Каждому из этих вариантов соответствует свой вариант информации в одночастичной памяти. Это приводит к дополнительной неопределенности в предсказании явных значений наблюдаемых по сравнению с тем, когда для свободной частицы известна вся информация в ее памяти, которая в данном случае имеет только один уровень.

Приведенные рассуждения не проходят при отсутствии корреляций, так как в этом случае рассматриваемые две частицы либо никогда не образовывали связанного комплекса, либо информация об этом периоде их истории полностью утеряна. Поэтому двухчастичная память не дает дополнительной информации по сравнению с одночастичной.

Из сказанного можно сделать вывод, что двухчастичная память дает большую информацию о древнем периоде истории, а одночастичная – более подробную о менее древнем.

Предположение о наличии многих уровней памяти позволяет просто разрешить знаменитый парадокс Эйнштейна–Подольского–Розена [1]. Рассмотрим систему, предложенную Бомом [2] для иллюстрации парадокса. Эта система состоит из двух частиц со спином $1/2$, возникших в результате распада синглетного состояния и разлетевшихся на большое расстояние друг от друга. Для таких частиц сумма спинов равна нулю:

$$s(1) + s(2) = 0. \quad (1)$$

Измерим какую-нибудь компоненту спина второй частицы, например $s_z(2)$. Пусть получится $s_z(2) = -1/2$, тогда в силу (1) мы можем заранее предсказать, что измерение компоненты спина первой частицы даст результат $s_z(1) = 1/2$. Но это вовсе не означает, что хранящаяся в одночастичной памяти первой частицы информация соответствует одночастичной волновой функции, которая является собственной функцией оператора $\hat{s}_z(1)$ с собственным значением $1/2$, и тем более не стала таковой в результате измерения над второй частицей. Просто в силу наличия корреляции между наблюдаемыми мы с помощью измерения над второй частицей получили для данной *конкретной* (отдельного члена ансамбля) квантовой системы дополнительную информацию о первой частице. Эта информация содержится на двухчастичном уровне памяти, но отсутствует в одночастичной памяти первой частицы. С другой стороны, именно последней информации

соответствует волновая функция квантовой системы, состоящей только из первой частицы.

Мы могли бы для второй частицы измерить какую-нибудь другую компоненту спина, например $s_x(2)$. Получив определенное значение, мы смогли бы заранее предсказать результат измерения компоненты $s_x(1)$ для первой частицы. Однако одночастичная волновая функция первой частицы при этом осталась бы той же, что и при измерении $s_z(2)$.

Наконец, мы можем провести опыт, в котором измеряются компоненты $s_x(2)$ и $s_z(1)$. Измерение $s_x(2)$ позволит нам заранее предсказать реакцию на первую частицу прибора, измеряющего x -ю компоненту спина, если бы соответствующее измерение проводилось. Однако реально для первой частицы проводится измерение компоненты $s_z(1)$, в котором для конкретной частицы получается определенный результат.

К парадоксу Эйнштейна–Подольского–Розена можно прийти, если отсюда сделать вывод, что первая частица находится в состоянии с определенными значениями $s_x(1)$ и $s_z(1)$. В действительности одночастичная волновая функция (в нашей модели ей соответствует информация в одночастичной памяти) вовсе не обязана быть собственной функцией хотя бы одного из операторов $\hat{s}_x(1)$ и $\hat{s}_z(1)$.

Все же при большом желании последний опыт можно истолковать как одновременное измерение компонент $s_x(1)$ и $s_z(1)$ и формально вступить в противоречие с утверждением стандартной квантовой механики о невозможности одновременного измерения двух наблюдаемых, которым соответствуют некоммутирующие операторы. Этому можно противопоставить утверждение о том, что в данном опыте реально производится измерение только величины $s_z(1)$, а для $s_x(1)$ делается лишь предсказание результата измерения, которое реально не проводится. Фактически мы приходим к спору о терминах, что понимать под одновременной измеримостью двух величин.

В связи с этим представляется, что упомянутое утверждение квантовой механики вообще лучше не излагать в терминах измерений, а например, сформулировать так: не существуют такие состояния квантовой системы, в которых одновременно равны нулю дисперсии двух наблюдаемых, которым соответствуют некоммутирующие операторы.

Предположение о существовании нескольких уровней памяти позволяет легко решить проблемы, связанные с еще одной “проклятой” проблемой квантовой механики – неравенством Белла [3], которое позволяет экспериментальным путем сделать выбор между стандартной квантовой механикой и теорией со скрытыми параметрами.

Неравенство Белла записывается для корреляционных функций $E(a, b)$ наблюдаемых a и b для двух пространственно разнесенных частиц в теории со скрытым параметром λ . Для описанной выше системы из двух частиц a и b – удвоенные проекции спинов на направления $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$. Предполагается, что каждая из двух наблюдаемых может принимать два значения

$$A(a) = \pm 1, \quad B(b) = \pm 1,$$

где A – это значение наблюдаемой для первой частицы, а B – для второй. Величина $E(a, b)$ определяется как среднее значение произведения наблюдаемых a и b в рассматриваемом состоянии. Обозначим через $\mathcal{E}(a, b, \lambda)$ соответствующее произведение для фиксированного значения скрытого параметра λ . Тогда

$$E(a, b) = \int_{\Lambda} d\mu(\lambda) \mathcal{E}(a, b, \lambda), \quad (2)$$

где мера $d\mu(\lambda)$ и область Λ не зависят от a и b . Делается естественное предположение, что если теория локальна и частицы находятся в пространственно-подобных областях, то

$$\mathcal{E}(a, b, \lambda) = A(a, \lambda)B(b, \lambda). \quad (3)$$

В этом случае легко доказывается справедливость неравенства Белла:

$$|E(a, b) - E(a, b')| + |E(a', b) + E(a', b')| \leq 2. \quad (4)$$

С другой стороны, величину $E(a, b)$ можно вычислить по правилам квантовой механики. Так, в ранее рассмотренном случае распада синглетного состояния

$$E(a, b) = -\cos \widehat{\mathbf{a}\mathbf{b}}. \quad (5)$$

Легко подобрать такие направления $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{a}'$, $\mathbf{b}'$, чтобы формулы (4) и (5) противоречили друг другу.

Проделанные эксперименты [4] делают выбор в пользу результатов стандартной квантовой механики, хотя на этот счет имеются некоторые возражения (см., например, [5]).

На первый взгляд кажется, что неравенство Белла можно доказать и в нашей модели, приняв в качестве λ параметр, который отличает одну предысторию от другой. Однако такого параметра не существует. Дело в том, что каждая предыстория уникальна; например, мы не можем проделать измерения один раз наблюдаемых a и b , другой раз — наблюдаемых a' и b' при одной и той же предыстории.

Тем не менее формулу (2) можно сохранить и у нас, только в ней параметру λ надо придать другой смысл. Следует считать, что λ отличает одну информацию в памяти от другой. Поскольку в формуле (2) мы имеем дело с корреляциями, то память следует рассматривать двухчастичную. Теперь мера $d\mu(\lambda)$ характеризует относительное число предысторий, приходящихся на интервал $d\lambda$ в памяти, а функция $\mathcal{E}(a, b, \lambda)$ — *вероятность* наблюдения соответствующей корреляции. Поскольку частицы, для которых проводятся измерения наблюдаемых a и b , связаны генетической связью, то $\mathcal{E}(a, b, \lambda)$ нельзя представить в виде (3). Это не позволяет доказать неравенство Белла.

В предлагаемой модели имеются два типа объектов взаимодействия: ядра и колебания волнового поля. Носителями квантово-механических наблюдаемых являются ядра, так что естественно предположить, что обычному квантово-механическому взаимодействию соответствует взаимодействие между ядрами, которое локально и определяет эволюцию квантовой системы на уровне латентных значений наблюдаемых. Эта эволюция однозначно и обратимо во времени описывается уравнениями Гайзенберга. Поскольку по предположению история квантовой системы шифруется в колебаниях волнового поля, то должно существовать взаимодействие между колебаниями ядер и когерентными им колебаниями волнового поля (резонансное взаимодействие). Благодаря этому взаимодействию эволюция квантовой системы на уровне ядер (латентных значений наблюдаемых) однозначно отображается на эволюцию системы на уровне колебаний поля, которым соответствуют волновые функции. Эволюция последних описывается уравнениями Шредингера также однозначно и обратимо во времени.

Наблюдаемую в природе необратимость во времени можно попытаться объяснить наличием помимо резонансного взаимодействия ядер с колебаниями поля еще и нерезонансного. Это взаимодействие ядер с “чужими” (некогерентными) колебаниями. Благодаря такому взаимодействию в колебания поля вносится некоторая хаотичность, что

приводит к стиранию части информации об истории квантового объекта, зашифрованной в колебаниях поля. Этот процесс забывания необратим во времени. Ни в уравнениях Гайзенберга, ни в уравнениях Шредингера процесс забывания не учитывается. Поскольку, с другой стороны, эти уравнения хорошо описывают эволюцию квантовой системы, то естественно предположить, что нерезонансное взаимодействие гораздо слабее резонансного. Обычно при описании эволюции квантовой системы процессом забывания можно пренебречь. Впрочем, из этого правила имеются весьма важные исключения, речь о которых пойдет в дальнейшем.

Когда говорилось о том, что благодаря резонансному взаимодействию изменение колебаний поля следует за изменениями колебаний ядер, то молчаливо подразумевалось, что передача информации от ядра к полю мгновенна. В действительности этот процесс подчиняется релятивистским законам, поэтому информация может передаваться только в световой конус будущего. Поэтому колебания участков поля вне и внутри этого конуса могут потерять когерентность.

Рассмотрим теперь особенности взаимодействия квантового объекта с классическим телом. Последнее имеет макроскопические размеры и содержит огромное количество ядер. В связи с этим может резко повыситься роль нерезонансного взаимодействия поля квантового объекта с ядрами классического тела. Действительно, в силу локальности ядер возможна ситуация, когда каждое ядро квантового объекта существенным образом взаимодействует лишь с небольшим числом ядер классического тела. С другой стороны, поле квантового объекта нелокально, поэтому оно может взаимодействовать с очень большим числом ядер классического тела. Так как в квантовых уравнениях движения (Гайзенберга или Шредингера) нерезонансное взаимодействие ядер с полем игнорируется, то они не могут описать эволюцию *индивидуальной* объединенной системы (классическое тело плюс квантовый объект). Вместе с тем объединенная система может оказаться в неустойчивом состоянии. В такой ситуации колебания волнового поля квантового объекта могут сыграть роль случайной силы, которая направит неустойчивую систему по одному из возможных путей ее дальнейшего развития. С другой стороны, именно с этими колебаниями связана информация, хранящаяся в памяти квантового объекта. Поэтому вполне естественно, что, обладая этой информацией, можно предсказать вероятность того или иного пути.

Специальным очень важным вариантом классического тела является измерительный прибор. В этом случае каждому пути развития объединенной системы соответствует определенное показание прибора. Поэтому в результате взаимодействия квантового объекта с измерительным прибором латентное значение наблюдаемой (элемент алгебры) отображается в явное (показание прибора). Причем, зная волновую функцию квантового объекта, т.е. информацию в его памяти, можно предсказать только вероятность показания прибора в конкретном измерении.

Имея в виду принципиальную важность для квантовой теории процесса измерения, обсудим его более детально. Обычно измерительный прибор состоит из анализатора и детектора. Оба они являются классическими телами, с которыми взаимодействует исследуемый квантовый объект, но характер взаимодействия в этих двух случаях разный.

Будем считать, что существуют два типа взаимодействия квантового микрообъекта с классическим макрообъектом. Первый условно назовем глобальным, второй – локальным. В первом случае макрообъект выступает в виде нераздельного целого, как в эффекте Мессбауэра. Такое воздействие макрообъекта на квантовый микрообъект

может быть учтено с помощью подходящих классических полей и граничных условий. Когерентность колебаний ядер и различных участков волнового поля в микрообъекте при таком взаимодействии не нарушается. Обратное воздействие микрообъекта на макрообъект практически не наблюдаемо.

Второй тип взаимодействия, локальный, характеризуется тем, что квантовый микрообъект взаимодействует с локальной частью макрообъекта по образцу взаимодействия двух микрообъектов. При этом, во-первых, может нарушиться когерентность отдельных участков волнового поля квантового микрообъекта, во-вторых, отдельная локальная часть макрообъекта подвергается сильному воздействию квантового микрообъекта.

Вернемся теперь к разбору действия анализатора. В нем пучок микрочастиц по некоторому признаку разлагается на систему подпучков. Предположим, что мы хотим измерить значение некоторой наблюдаемой A . Тогда анализатор должен разделить пучок частиц на подпучки, каждый из которых индексируется определенным значением A_i этой наблюдаемой. Пусть пучок исследуемых микрообъектов обладает очень малой интенсивностью, так что за каждый цикл работы анализатора через него проходит не больше одного квантового микрообъекта. Тем самым мы лишаемся возможности спекулировать на каких-либо коллективных явлениях в исследуемом пучке.

Примем, что анализатор взаимодействует с исследуемым микрообъектом глобальным образом, причем в результате воздействия анализатора волновое поле микрообъекта без нарушения когерентности расщепляется на каналы, каждый из которых индексируется значением A_i наблюдаемой A и обладает своей памятью. Информация, хранящаяся в канале A_i , описывается волновой функцией ψ_i , которая является собственной функцией оператора $\hat{A}$ с собственным значением A_i .

Проследим за судьбой ядра исследуемого микрообъекта (для простоты рассуждений считаем, что оно одно). Примем, что в момент взаимодействия микрообъекта с анализатором образуется объединенная система, состояние которой неустойчиво по дальнейшему поведению микрообъекта: его ядро может пойти по одному из возможных каналов, по какому именно определяется предисторией микрообъекта, частичная информация о которой хранится в его памяти. Эта информация описывается волновой функцией ψ . В данном случае резонансное взаимодействие ядра с колебаниями волнового поля выступает в роли случайной силы, которая с некоторой вероятностью направляет ядро по определенному каналу. Для согласия с результатами стандартной квантовой механики эта вероятность должна равняться $|\langle \psi_i, \psi \rangle|^2$.

Таким образом, после взаимодействия с анализатором у нас получится квантовый объект с волновым полем, расчлененным на несколько каналов. Один из этих каналов содержит ядро, а остальные безъядерные. Поля во всех каналах когерентны между собой.

Для развития дальнейших событий возможны два сценария. По первому поля в разных каналах подвергаются только глобальным воздействиям, при которых могут происходить изменения фаз и амплитуд колебаний, но когерентность сохраняется. После этого каналы вновь сливаются в единое поле. Волновая функция этого единого поля равна когерентной сумме волновых функций каналов. В результате такого прохождения частицы через анализатор ее поле изменится – в нем могут появиться интерференционные члены. В принципе это изменение можно учесть с помощью уравнения движения с подходящими классическими полями, эффективно учитывающими воздействие на кван-

товый объект анализатора.

По второму сценарию в каналы помещаются детекторы. Для простоты рассмотрим эксперимент типа опыта Штерна–Герлаха. Соответственно этому будем считать, что наблюдаемая A может принимать только два значения A_1 и A_2 . На более общий случай рассмотрение распространяется без особого труда. Детектор поместим только в канал A_1 , такой вариант более интересен. Будем считать, что в детекторе происходит локальное взаимодействие микрообъекта с макрообъектом. Разберем два возможных случая. В первом после взаимодействия микрообъекта с анализатором ядро пойдет по каналу A_1 , а по каналу A_2 пойдет безъядерное поле.

Характерной особенностью всякого детектора является то, что до измерения он находится в положении неустойчивого равновесия. Сильное воздействие квантового микрообъекта на локальную часть детектора нарушает равновесие. Это приводит к возникновению в детекторе некоторого катастрофического явления с макроскопически наблюдаемым результатом. Тем самым происходит регистрация ядра в канале.

Поскольку канал индексирован определенным собственным значением A_1 наблюдаемой A , то эту регистрацию мы интерпретируем как переход латентного значения наблюдаемой A в явное (численное) значение A_1 . Другим следствием взаимодействия ядра с детектором будет сильное изменение характера колебаний ядра. Благодаря резонансному взаимодействию это изменение передастся от ядра к волновому полю в канале A_1 , с другой стороны, поле в канале A_2 такого воздействия не испытает. В результате когерентность полей в каналах A_1 и A_2 нарушится, причем колебания ядра будут когерентными колебаниям поля в канале A_1 . Так как информация о предстории квантового объекта хранится в колебаниях волнового поля, когерентных колебаниям ядра, то этот эффект, с одной стороны, мы можем трактовать как вытеснение из памяти старой информации более новой (процесс забывания), а с другой, как коллапс волновой функции $\psi \rightarrow \psi_1$. Квантовыми уравнениями движения этот процесс не описывается.

Рассмотрим теперь второй случай. Пусть после прохождения через анализатор ядро пойдет по каналу A_2 , а по каналу A_1 пойдет безъядерное поле. При прохождении этого поля через детектор регистрации частицы не произойдет. Тем не менее значение наблюдаемой A перейдет из латентного состояния в явное, так как методом исключения мы сразу же установим, что ядро пошло по каналу с индексом A_2 . Кроме того, детектор за счет нерезонансного взаимодействия с полем микрообъекта в канале A_1 разрушит когерентность полей в каналах A_1 и A_2 . Таким образом, окончательный результат будет такой же, как в предыдущем случае.

Подводя итог, скажем несколько слов о том месте, какое занимает предлагаемая модель среди различных направлений интерпретации квантовой механики. Основных таких направлений два [6]: “ортодоксальное”, связанное с такими именами, как Бор, фон Нейман, Гайзенберг, и “ансамблевое”, восходящее к Эйнштейну.

Для первого направления характерно предположение о том, что волновая функция описывает доступно полно каждый индивидуальный квантовый объект. Сторонники второго направления утверждают, что волновая функция отдельный квантовый объект не описывает, а относится только к ансамблю квантовых объектов, отобранных по некоторым признакам [7]. Каждое из этих двух направлений имеет свои положительные и отрицательные стороны.

Наша модель занимает некоторое промежуточное положение. С одной стороны, в ней волновая функция описывает состояние памяти индивидуального квантового объекта.

Здесь она укладывается в рамки ортодоксального подхода. С другой стороны, она не противоречит догадке Эйнштейна о том, что волновая функция не дает полного описания отдельного физического объекта. У нас эта неполнота проявляется в том, что описываемая волновой функцией память не содержит полной информации о предистории квантового объекта. Часть такой информации забыта. Поэтому существует целый ансамбль квантовых систем с одинаковой информацией в памяти, но с разной предисторией. Это больше соответствует ансамблевой интерпретации.

В предложенной модели вполне наглядно интерпретируется такое явление как коллапс волновой функции. В отличие от интерпретации фон Неймана [8] коллапс никак не связывается с довольно-таки мистическим “внутренним Я” наблюдателя. Вообще наличие наблюдателя в нашей модели совершенно не существенно. Вместо этого важную роль играет взаимодействие квантового объекта с классическими телами, которое может нарушить когерентность квантовых колебаний. В этом пункте предлагаемая модель находится в русле работ Намики [9]. Однако в нашем случае коллапс волновой функции возможен для каждого конкретного квантового объекта.

Список литературы

- [1] *Einstein A., Podolsky B., Rosen N.* // Phys. Rev. 1935. V. 47. P. 777.
- [2] *Бом Д.* Квантовая теория. М.: Наука, 1965.
- [3] *Bell J.S.* // Physics (Long Island City, N.Y.). 1965. V. 1. P. 195.
- [4] *Lamoreaux S.K.* // Int. J. Mod. Phys. A. 1992. V. 7. P. 6691–6762.
- [5] *Santos E.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 1388–1390.
- [6] *Home D., Whitaker M.A.B.* // Phys. Rep. 1992. V. 210. P. 223–317.
- [7] *Блохинцев Д.И.* Принципиальные вопросы квантовой механики. М.: Наука, 1987.
- [8] *Фон Нейман И.* Математические основы квантовой механики. М.: Наука, 1964.
- [9] *Namiki M., Pascasio S.* // Phys. Rep. 1993. V. 232. P. 301–393.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
20.IV.1995 г.

D. A. Slavnov

QUANTUM OBJECT AS A SISTEM WITH MEMORY

A model of quantum theory in which non-Markovian processes play an impotant role is suggested. It is proposed that any quantum object consists of local nucleuses, bearers of corpuscular properties, and nonlocal wave field, bearer of memory. In the framework of the model a solution of the quantum measurement problem is presented. The Bell inequality and the Einstein–Podolsky–Rosen paradox are also discussed.