От переводчика.

Для перевода был взят текст с сайта http://everettian.chat.ru/English/paper1957.html и сверен с ксероксом оригинала статьи. Вариант перевода ключевого понятия “relative state” как "соотнесенные состояния" переводчик впервые услышал от Е.Б.Шиховцева. Ранее (см. "Неоднозначное мироздание" http://piramyd.express.ru/disput/lebedev/text/titul.htm.) использовался предложенный В.О.Гладышевым вариант "соответственные состояния". В тексте учтены литературно-редакционные замечания и правки П.Р.Амнуэля, Л.В.Ильичева и Ю.А.Семенова. Перевод осуществлен в январе-феврале 2005 года. Последние редакционные правки – июнь 2006 года.

Ю.А.Лебедев

Формулировка квантовой механики через "соотнесенные состояния" *

Хью Эверетт III

Пальмеровская Физическая Лаборатория, Принстонский Университет, Принстон, Нью-Джерси

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача введения квантовых представлений в Общую Теорию Относительности, как только они непосредственно применяются к столь фундаментальной структуре, как геометрия пространства-времени, поднимает серьезные вопросы о смысле существующей формулировки и интерпретации квантовой механики. Эта статья является попыткой внести ясность в формулировки квантовой механики. Она представляет собой переформулировку квантовой теории в форму, которая, как можно надеяться, будет применимой в Общей Теории Относительности.

Цель не состоит в том, чтобы отрицать или вступать в противоречие с обычной формулировкой квантовой теории, которая продемонстрировала свою полноценность в подавляющем большинстве проблем, а скорее, в том, чтобы предложить новую, более общую и полную формулировку, из которой может быть выведена обычная интерпретация.

Взаимоотношения этой новой формулировки с применявшейся ранее – это взаимоотношения метатеории и теории, то есть, предлагается основополагающая теория, в которой могут быть исследованы и прояснены и сущность, и согласованность, и область применимости старой теории.

Новая теория не основана на каком-то радикальном отступлении от обычной. В новой теории опущены специальные постулаты старой теории, связанные с наблюдением. Таким образом, измененная теория приобретает новый характер. И прежде, чем станет возможным какое-либо количественное отождествление результатов новой теории со свойствами экспериментального мира, эти изменения должны быть проанализированы "в себе и для себя". Когда это сделано, отождествление возвращается к относящимся к наблюдению опущенным постулатам обычной теории, но таким способом, который разъясняет их роль и логическое положение.

Мы начинаем с краткого обсуждения обычной формулировки и некоторых причин, которые порождают мотивы поиска модификации.

2. ОБЛАСТЬ ПРИМЕНИМОСТИ ОБЫЧНОЙ ФОРМУЛИРОВКИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ ИЛИ "ВНЕШНЕГО НАБЛЮДЕНИЯ"

Мы берем обычную формулировку квантовой механики или "внешнего наблюдения" сводящуюся по существу к следующему[1]: физическая система полностью описывается функцией состояния ψ, которая является элементом Гильбертова пространства, и, кроме того, дает информацию только о вероятностях результатов различных наблюдений, которые могут быть сделаны над системой внешними наблюдателями. Есть два принципиально различных пути, которыми может измениться функция состояния:

Процесс 1 Прерывистое изменение, вызванное наблюдением величины с собственными состояниями ϕ_1, ϕ_2,..., в котором состояние ψ будет изменено на состояние ϕ_j, с вероятностью $\left|(\psi,\phi_j)\right|^2$.

Процесс 2: Непрерывное, детерминированное изменение состояния изолированной системы со временем согласно уравнению волны $\partial\psi/\partial t = A\psi$, где A - линейный оператор.

Эта формулировка описывает все разнообразие жизненного опыта. Не известно никакого экспериментального свидетельства, которое противоречило бы этому. Но не все мыслимые ситуации соответствуют структуре этой математической формулировки. Рассмотрим, например изолированную систему, состоящую из наблюдателя или измерительного прибора, плюс система объекта. Может ли изменение во времени состояния *объединенной* системы быть описано Процессом 2? Если это так, тогда, казалось бы, никакой прерывистый вероятностный процесс типа Процесса 1 не может иметь место. Если нет, мы вынуждены признать, что системы, которые содержат наблюдателей, не являются субъектами квантовомеханического описания того же самого вида, которое мы допускаем для всех других физических систем. Этот вопрос не может быть исключен как лежащий в области психологии. Большинство "наблюдателей", обсуждаемых в квантовой механике, относится к фотоэлементам, фотографическим пластинам, и тому подобным устройствам, чья механистическая сущность едва ли может быть оспорена. В последующем каждый читатель, если у него нет желания рассматривать наблюдателей в более привычном смысле, может *ограничиться этим классом проблем* на том же самом механистическом уровне анализа.

Какую же смесь Процессов 1 и 2 обычной формулировки нужно использовать в случае, когда произведено только приблизительное измерение; то есть, когда прибор или наблюдатель только слабо и ограниченное время взаимодействуют с системой объекта? В случае такого приблизительного измерения надлежащая теория должна определить: (1) новое состояние системы объекта, которое соответствует всякому частному результату, зафиксированному прибором, и (2) вероятность, с которой этот результат будет получен. Фон Нейман показал, как обрабатывать специальный класс приблизительных измерений методом проекционных операторов[2]. Однако можно показать (см. раздел 4 настоящей статьи), что общая трактовка всех приблизительных измерений методом проекционных операторов невозможна.

Как же применять обычную формулировку квантовой механики непосредственно к геометрии пространства-времени? Проблема становится особенно острой в случае замкнутой вселенной[3]. Для того, чтобы встать вне системы и наблюдать за ней, там просто нет никакого места. И вовне нет ничего, что могло бы быть причиной перехода от одного состояния к другому. И даже знакомое понятие истинного значения энергии полностью неприменимо. В выводе закона сохранения энергии полная энергия определяется посредством интеграла, который берется по поверхности, достаточно большой, чтобы включить все части системы и их взаимодействия[4]. Но в замкнутом пространстве, когда поверхность включает все больше и больше объема, она, в конечном счете, исчезает в небытие. Попытки определить полную энергию для замкнутого пространства сводятся к пустому утверждению о том, что нуль равняется нулю.

Как же может быть сделано квантовое описание замкнутой вселенной, приблизительных измерений, и системы, которая содержит наблюдателя? Эти три вопроса имеют одну общую особенность, поскольку все они требуют такую *квантовую механику, которая является внутренней по отношению к изолированной системе.*

У обычной формулировки квантовой механики не существует ясного пути применения к системе, которая не является субъектом внешнего наблюдения. Вся интерпретирующая схема этого формализма опирается на понятие внешнего наблюдения. Вероятности возможных различных результатов наблюдения предписаны исключительно Процессом 1. Без этой части формализма вообще нет никакого средства, чтобы приписать физическую интерпретацию обычным структурам. Но Процесс 1 находится вне рассмотрения для систем, не подверженных внешнему наблюдению[5].

3. ВНУТРЕННЯЯ КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА ИЗОЛИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ

Эта статья предлагает рассматривать чистую волновую механику (исключительно Процесс 2) как полную теорию. Постулируется, что полная математическая модель каждой без исключения изолированной физической системы обеспечивается волновой функцией, которая всюду и всегда описывается линейным волновым уравнением. Далее постулируется, что каждая система, которая подвергается внешнему наблюдению, может рассматриваться как часть большей изолированной системы.

Волновая функция взята как основная физическая сущность *без априорной интерпретации.* Интерпретация появляется только *после* исследования логической структуры теории. Здесь, как всегда, сама теория устанавливает структуру для ее интерпретации [5]. Для любой интерпретации необходимо привести математическую модель теории в соответствие опыту. С этой целью необходимо сформулировать абстрактные модели наблюдателей, которые сами по себе, в пределах теории, могут трактоваться как физические системы, рассмотреть изолированные системы, содержащие таких модельных наблюдателей во взаимодействии с другими подсистемами, выявить изменения, которые происходят в наблюдателе вследствие взаимодействия с ближайшими подсистемами, и интерпретировать изменения на знакомом языке опыта.

В разделе 4 исследуются представления состояния сложной системы в терминах состояний составляющих подсистем. Математика принуждает осознать понятие *соотнесенных состояний* в следующем смысле: нельзя считать, что составляющая подсистема, независимо от остальной части сложной системы, может находиться в каком-либо единственном четко определенном состоянии. Любому произвольно выбранному состоянию одной подсистемы будет соответствовать единственное *соотнесенное состояние* остальной части сложной системы. Это соотнесенное состояние обычно будет зависеть от выбора состояния для первой подсистемы. Таким образом, состояние одной подсистемы не имеет независимого существования, но определяется только состоянием остающейся подсистемы. Другими словами, состояния, занятые подсистемами, не независимые, но *коррелированные.* Такие корреляции между системами возникают всякий раз, когда системы взаимодействуют. В существующей формулировке все процессы измерения и наблюдения должны расцениваться просто как взаимодействия между вовлеченными в эти процессы физическими системами - взаимодействия, которые порождают сильные корреляции. С этой точки зрения анализируется простая, по Фон Нейману, модель измерения.

В разделе 5 дается абстрактная трактовка проблемы наблюдения. Чтобы результаты имели самую большую общность, используется только принцип суперпозиции и общие правила, по которым сложные состояния системы формируются из состояний подсистем и потому они применимы к любой форме квантовой теории, в которой соблюдаются эти принципы. Исключением является только состояние наблюдателя, соотнесенное с состоянием наблюдаемого объекта системы. Установлено, что восприятия наблюдателя (ленты магнитной памяти, вычислительной системы, и т.д.) находятся в полном согласии с предсказаниями формулировки квантовой

механики, основанной на Процессе 1, для обычного "внешнего наблюдателя".
Раздел 6 резюмирует формулировку квантовой механики в терминах "соотнесенных состояний".

4. КОНЦЕПЦИЯ СООТНЕСЕННОГО СОСТОЯНИЯ

Теперь мы исследуем некоторые последствия формализма волновой механики сложных систем. Если сложная система S состоит из двух подсистем S_1 и S_2, связанных с Гильбертовыми пространствами H_1 и H_2, то, согласно обычному формализму сложных систем, Гильбертово пространство для S считается тензорным произведением H_1 и H_2 (записывается как $H = H_1 \otimes H_2$). Из этого следует, что, если множества $\{\xi_i^{S_1}\}$ и $\{\eta_j^{S_2}\}$ - полные наборы ортонормальных состояний для S_1 и S_2 соответственно, то общее состояние S может быть написано как суперпозиция:

$$\psi^S = \sum\nolimits_{i,j} a_{ij}\ \xi_i^{S_1}\eta_j^{S_2} \qquad (1)$$

Из (3.1) следует, что, хотя S находится в определенном состоянии ψ^S, подсистемы S_1 и S_2 не обладают каким-то подобным определенным состоянием независимо друг от друга (кроме специального случая, при котором все, кроме одного $a_{i,j}$, нуль) [a] .

Однако мы можем для любого выбранного состояния в одной подсистеме, единственным образом определить соответствующее *соотнесенное состояние* в другой подсистеме. Например, если мы выбираем ξ_k как состояние для S_1, в то время как сложная система S находится в заданном (3.1) состоянии ψ^S, тогда соответствующее *соотнесенное состояние* в S_2, $\psi\left(S_2; rel\xi_k, S_1\right)$, будет равно:

$$\psi\left(S_2; rel\xi_{k,} S_1\right) = N_k \sum\nolimits_j a_{kj}\eta_j^{S_2} \qquad (2)$$

где N_k - постоянная нормализации. Это соотнесенное состояние ξ_k *независимо* от выбора базиса $\{\xi_i\}$ $(i \neq k)$ по отношению к ортогональному дополнению ξ_k, и, следовательно, единственным образом определяется только ξ_k. Поэтому, для нахождения соотнесенного состояния в S_2 для произвольного состояния S_1, просто выполняется вышеупомянутая процедура с использованием любой такой пары базисов для S_1 и S_2, которая содержит желательное состояние как один из элементов базиса для S_1. Чтобы найти соотнесенные состояния в S_1 относительно состояний в S_2, нужно поменять S_1 и S_2 в описанной процедуре.

В обычной формулировке квантовой механики (при "внешнем наблюдении"), соотнесенное состояние в S_2, $\psi(S_2;rel\phi,S_1)$, для состояния ϕ^{S_1} в S_1, дает распределения условных вероятностей для результатов всех измерений в S_2, при условии, что S_1 был измерен и найден в состоянии ϕ^{S_1}, то есть, что ϕ^{S_1} – собственная функция измерения в S_1, соответствующая наблюдаемому собственному значению.

Для любого выбора базиса в S_1, $\{\xi_i\}$, всегда возможно представить состояние S, (1), как *единственную* суперпозицию пар состояний, каждая из которых построена из состояния базиса $\{\xi_i\}$ в S_1 и его соотнесенного состояния в S_2. Таким образом, исходя из (2), соотношение (1) может быть записано в форме:

$$\psi^S = \sum_i 1/N_i\, \xi_i^{S_1} \psi(S_2;rel\xi_i,S_1) \qquad (3)$$

Это – часто используемое важное представление.

Подведение итогов: Вообще говоря, не существует какого-либо единственного состояния одной подсистемы сложной системы. Подсистемы не обладают состояниями, которые являются независимыми от состояний остальной части системы, так что состояния подсистем в общем случае коррелируются друг с другом. Можно произвольно выбрать состояние для одной подсистемы, что приведет к соотнесенному состоянию для остальной части. Таким образом, мы сталкиваемся с фундаментальностью соотнесенных состояний, которая подразумевается формализмом сложных систем. Бессмысленно спрашивать об абсолютном состоянии подсистемы - можно только спросить о данном состоянии относительно остальной части системы.

В этом пункте мы рассматриваем простой, по Фон Нейману, пример, который служит моделью процесса измерения. Обсуждение этого примера подготавливает почву для анализа "наблюдения". Мы начинаем с системы только с одной координатой, q (такой как положение частицы), и прибора с одной координатой r (например, положение измерительной иглы). Предположим далее, что первоначально они независимы, так что объединенная волновая функция имеет вид $\psi_0^{S+A} = \phi(q)\eta(r)$, где $\phi(q)$ - начальная волновая функция системы, и $\eta(r)$ - начальная приборная функция. Гамильтониан в этом случае таков, что эти две системы не взаимодействуют нигде, кроме как в интервале времени от $t=0$ до $t=T$, в течение которого полный Гамильтониан состоит только из простого взаимодействия,

$$H_I = -i\hbar q\left(\partial/\partial r\right) \quad (4)$$

Тогда состояние

$$\psi_1^{S+A}\left(q,r\right) = \phi\left(q\right)\eta(r - qt^{[\text{Замечание}-\text{переводчик}1\}}) \quad (5)$$

является решением уравнения Шредингера

$$i\hbar(\partial\psi_1^{S+A}/\partial t) = H_I\psi_1^{S+A} \quad (6)$$

для указанных начальных условий во время $t = 0$.

Из (5) следует, что после времени $t = T$ (момент времени, в который взаимодействие прекращается) нет больше ни какого-либо определенного независимого приборного состояния, ни какого бы то ни было независимого состояния системы. Поэтому прибор не указывает никакого определенного значения измеряемого параметра системы объекта, и ничего подобного Процессу 1 не происходит.

Однако мы *можем* рассмотреть полную волновую функцию (5) как *суперпозицию* пар состояний подсистем, каждый элемент которых имеет определенное значение q и соответствующее перемещенное состояние измерительной иглы прибора. Таким образом, после взаимодействия состояние (5) имеет форму:

$$\psi_T^{S+A} = \int \phi(q')\delta(q - q')\eta(r - q'T)dq' \quad (7)$$

которая является суперпозицией состояний $\psi_{q'} = \delta(q - q')\eta(r - q'T)$. Каждый из таких элементов суперпозиции, $\psi_{q'}$, описывает состояние, в котором система имеет определенное значение $q = q'$, и в котором прибор имеет состояние, в котором измерительная игла перемещена из начального состояния на величину, определяемую $q'T$. В этом случае, чтобы сформировать полное состояние (7), элементы $\psi_{q'}$ помещаются в суперпозицию с коэффициентами $\phi(q')$.

В противоположном случае, если мы стремимся к представлению, при котором определенной является *приборная координата*, мы запишем выражение (5) как

$$\psi_T^{S+A} = \int (1/N_{r'}) \xi^{r'}(q) \delta(r - r') dr'$$

где

$$\xi^{r'}(q) = N_{r'} \phi(q) \eta(r' - qT) \qquad (8)$$

и

$$(1/N_{r'})^2 = \int \phi^*(q) \phi(q) \eta^*(r' - qT) \eta(r' - qT) dq$$

Тогда $\xi^{r'}(q)$ является функцией состояния системы[6], соотнесенной с состоянием прибора $\delta(r - r')$, определяющего величину $r = r'$.

Если T является достаточно большим, или $\eta(r)$ достаточно острой (около $\delta(r)$) тогда $\xi^{r'}(q)$- почти $\delta(q - r'/T^{[\text{Замечание-переводчик 2}]})$, и состояния соотнесенной системы $\xi^{r'}(q)$ - почти собственные состояния для величин $q = r'/T$.

Мы видели, что выражение (8) – это суперпозиция состояний $\psi_{r'}$, *для каждого из которых* прибор сделал запись определенного значения r', и система осталась приблизительно в собственном состоянии измерения, соответствующем $q = r'/T$. Прерывистый "скачок" в собственном состоянии есть, таким образом, только относительное суждение, зависящее от способа разбиения полной волновой функции в суперпозиции, и относительно конкретно выбранной соотнесенной приборной координаты. Так что полная теория показывает, что все элементы суперпозиции существуют одновременно, и полный процесс совершенно непрерывен.

Пример Фон Неймана - только специальный случай более общей ситуации. Рассмотрите любой измерительный прибор, взаимодействующий с любой системой объекта. В результате взаимодействия состояние измерительного прибора больше не способно к независимому определению. Оно может быть проведено только *относительно* состояния системы объекта. Другими словами, в таком отношении существует только корреляция между состояниями этих двух систем. Казалось бы, ничто не может быть решено таким измерением.

Такое неопределенное поведение представляется совершенно отличным от наших наблюдений, так как физические объекты всегда представляются нам находящимися в определенных положениях. Сможем ли мы примирить с опытом усовершенствованную волновую механику, основанную исключительно на Процессе 2, или следует отказаться от теории как несостоятельной? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим проблему наблюдения непосредственно в рамках структуры теории.

5. НАБЛЮДЕНИЕ

Мы имеем задачу составления суждения о явлении феноменов наблюдателям, которые в пределах теории рассматриваются просто как физические системы. Чтобы этого достигнуть, необходимо отождествить некоторые свойства такого наблюдателя в настоящем с особенностями его прошлого опыта.

Таким образом, чтобы сказать, что наблюдатель 0 наблюдал случай a, необходимо, чтобы состояние 0 изменилось от его прежнего состояния к новому, которое зависит от a.

Для наших целей будет достаточно полагать, что наблюдатели обладают памятью (то есть имеют в своей структуре части относительно постоянной природы, состояния которых находятся в соответствии с прошлым опытом наблюдателей). Для того чтобы судить о прошлом опыте наблюдателя, достаточно установить, насколько это возможно в пределах математической модели, существующее содержание его памяти.

В качестве модели для наблюдателей мы, если пожелаем, можем рассматривать автоматически функционирующие машины, обладающие чувствительным датчиком, связанным с регистрирующим устройством и способные к регистрации прошлых сенсорных данных и конфигураций машины. Мы можем далее предположить, что машина устроена так, что ее текущие действия должны быть определены не только сенсорными данными настоящего момента, но также и содержанием ее памяти. Тогда такая машина будет способна к выполнению последовательности наблюдений (измерений), и, более того, к принятию решения о ее будущих экспериментах на основе прошлых результатов. Если мы положим, что текущие сенсорные данные, так же как конфигурация машины, немедленно регистрируются памятью, то действия машины в данный момент могут быть расценены как функция только содержимого её памяти, в которой содержится весь необходимый опыт машины.

Для таких машин оправдано использование фраз типа "машина ощущает А", или "машина знает А", если явление А представлено в памяти, так как будущее поведение машины будет основано на явлении А. Как хорошо известно людям, работающим со сложными автоматами, фактически весь общепринятый язык субъективного опыта полностью применим к таким машинам, и, образует самый естественный и полезный способ выражения в случаях, когда мы имеем дело с их поведением.

Когда мы имеем дело с системой, в которой наблюдатель представлен квантовомеханически, мы приписываем ему функцию состояния ψ^0. Когда состояние ψ^0 описывает наблюдателя, память которого содержит представления событий $A, B, ..., C$ мы обозначаем этот факт, вводя последовательность памяти как дополнение в скобках, и записываем:

$$\psi^0_{[A,B,...,C]} \tag{9}$$

Поэтому символы $A, B, ..., C$, которые мы временно принимаем, символизируют конфигурацию памяти, находящуюся в соответствии с прошлым опытом наблюдателя. Эти конфигурации могут рассматриваться как отверстия в бумажной ленте, след в магнитной катушке, конфигурации переключающих реле, и даже как конфигурации ячеек мозга. Мы только требуем, чтобы они были способны к интерпретации: "наблюдатель испытал последовательность событий $A, B, ..., C$." (Мы иногда пишем точки в последовательности памяти, $...A, B, ..., C$, указывая возможное присутствие предыдущих воспоминаний, которые являются несоответствующими рассматриваемому случаю.)

В рамках структуры Процесса 2 волновой механики математическая модель стремится рассмотреть взаимодействие таких систем наблюдателя с другими физическими системами (наблюдения), и вывести получающиеся конфигурации памяти, которые, в этом случае, должны интерпретироваться как записи прошлых опытов наблюдателей.

Мы начнем с определения того, что представляет собой "хорошее" наблюдение. Хорошее наблюдение величины A, имеющей собственную функцию ϕ_i в системе S, наблюдателем, начальное состояние которого ψ^0, состоит во взаимодействии, которое, в указанном промежутке времени, преобразует каждое (полное) состояние

$$\psi^{S+0} = \phi_i \psi^0_{[...]} \tag{10}$$

в новое состояние

$$\psi^{S+0'\{Замечание-переводчика 3\}} = \phi_i \psi^0_{[...,a_i]} \tag{11}$$

где a_i характеризует[7] состояние ϕ_i. (Символ a_i отражает, например, регистрацию собственного значения). Таким образом, во-первых, мы требуем, чтобы состояние системы, *если это собственное состояние*, оставалось неизменным, и, во-вторых, чтобы состояние наблюдателя изменилось так, чтобы описать наблюдателя, который "знает", из какой собственной функции оно получено; то есть, в памяти наблюдателя зарегистрирована некоторая характеристика типа собственного значения, которая присуща ϕ_i. Требование, чтобы собственное состояние системы оставалось неизменным, необходимо, если наблюдение должно быть многократно повторимым, а требование, чтобы наблюдатель устанавливал изменение способом, который отличается для каждой собственной функции, необходимо, если мы можем назвать это взаимодействие наблюдением вообще. Насколько близко обычное взаимодействие удовлетворяет определению хорошего наблюдения, определяется, во-первых, особенностями зависимости взаимодействия от динамических переменных системы наблюдателя - включая переменные памяти - и динамическими переменными системы объекта, и, во-вторых, начальным состоянием системы наблюдателя. Учитывая оба фактора, можно, например, решить волновое уравнение, вывести состояние сложной системы после окончания взаимодействия, и проверить, остается ли система объекта в собственном состоянии, как того требует постулат воспроизводимости. Этому постулату удовлетворяет, например, модель Фон Неймана, которая обсуждалась выше.

Сначала, исходя из определения хорошего наблюдения, мы установим результат наблюдения системы, которая *не находится* в собственном состоянии наблюдения. Из нашего определения мы знаем, что взаимодействие преобразует состояния $\phi_i \psi^0_{[...]}$ в состояния $\phi_i \psi^0_{[...,a_i]}$. Следовательно, эти решения волнового уравнения могут быть помещены в суперпозицию, дающую конечное состояние для случая произвольного начального состояния системы. Таким образом, если начальное состояние системы является не собственным, а общим состоянием $\sum_i a_i \phi_i$, полное конечное состояние будет иметь форму:

$$\psi^{S+0^{\text{э}}\{Замечание-переводчик3\}} = \sum_i a_i \phi_i \psi^0_{[...,a_i]} \qquad (12)$$

Продолжим применение этого принципа суперпозиции в присутствии дополнительных систем, которые не взаимодействуют с измеряемой в течение измерения. Таким образом, если системы $S_1, S_2, ..., S_n$ присутствуют так же как 0, с оригинальными состояниями $\psi^{S_1}, \psi^{S_2}, ..., \psi^{S_n}$, а единственное, в течение времени измерения, взаимодействие имеет место между S_1 и 0, измерение преобразует полное начальное состояние:

$$\psi^{S_1+S_2+...+S_n+0} = \psi^{S_1} \psi^{S_2} ... \psi^{S_n} \psi^0_{[...]} \qquad (13)$$

в конечное состояние:

$$\psi^{'S_1+S_2+...+S_n+0} = \sum_i a_i \phi_i^{S_1} \psi^{S_2} ... \psi^{S_n} \psi^0_{[...a_i]} \qquad (14)$$

где $a_i = (\phi_i^{S_1}, \psi^{S_2})$ и $\phi_i^{S_1}$ – собственные функции наблюдения. Таким образом, мы приходим к общему правилу для преобразования полных функций состояния систем, в пределах которых происходят процессы наблюдения:

Правило 1: Наблюдение величины A с собственными функциями $\phi_i^{S_1}$ в системе S_1 наблюдателем 0, преобразует полное состояние согласно схеме:

$$\psi^{S_1}\psi^{S_2}...\psi^{S_n}\psi^{0}_{[...]} \to \sum_i a_i\phi_i^{S_1}\psi^{S_2}...\psi^{S_n}\psi^{0}_{[...,a_i]} \qquad (15)$$

где $a_i = (\phi_i^{S_1}, \psi^{S_1})$.

Если теперь предположить, что сделано *второе* наблюдение в случае, когда наше полное состояние является суперпозицией, мы можем применить Правило 1 отдельно к каждому элементу суперпозиции, так как каждый элемент отдельно подчиняется волновому уравнению и ведет себя независимо от остающихся элементов, а затем его результаты представить также в суперпозиции для получения окончательного решения. Мы формулируем это так:

Правило 2: Правило 1 может быть применено отдельно к каждому элементу суперпозиции полных состояний системы, а результаты, будучи расположенными в суперпозиции, дают полное конечное состояние. Таким образом, определение величины B, с собственными функциями $\eta_j^{S_2}$, в состоянии S_2 наблюдателем 0 преобразует полное состояние

$$\sum_i a_i\phi_i^{S_1}\psi^{S_2}...\psi^{S_n}\psi^{0}_{[...,a_i]} \qquad (16)$$

в состояние

$$\sum_{ij} a_i b_j \phi_i^{S_1}\eta_j^{S_2}\psi^{S_3}...\psi^{S_n}\psi^{0}_{[...,a_i,b_j]} \qquad (17)$$

где $b_j = (\eta_j^{S_2}, \psi^{S_2})$, которое следует из применения Правила 1 к каждому элементу $\phi_i^{S_1}\psi^{S_2}...\psi^{S_n}\psi^{0}_{[...,a_i]}$, и затем располагает в суперпозицию полученные результаты с коэффициентами a_i.

Эти два правила, которые непосредственно следуют из принципа суперпозиции, дают удобный метод для определения полных конечных состояний для любого числа процессов наблюдения в любых комбинациях. Теперь мы обратимся к *интерпретации* таких полных конечных состояний.

Рассмотрим простой случай единственного наблюдения величины A с собственными функциями ϕ_i в системе S с начальным состоянием ψ^S и наблюдателем 0, чье начальное состояние $\psi^0_{[...]}$. Конечным результатом будет, как мы видели, суперпозиция

$$\psi^{'S+0} = \sum_i a_i \phi_i \psi^0_{[...a_i]} \qquad (18)$$

И нет больше никакого независимого состояния системы или состояния наблюдателя, хотя оба стали коррелированными индивидуальным способом. Однако в каждом *элементе* суперпозиции $\phi_i \psi^0_{[...a_i]}$ состояния системы объекта есть особенное собственное состояние наблюдения, и, *более того, состояние системы наблюдателя описывает наблюдателя как определенно осознающего именно это особенное* состояние *системы.* Эта корреляция состоит в том, что позволяет поддерживать интерпретацию взаимодействия как выполненного измерения.

Рассмотрим теперь ситуацию, при которой наблюдательная система входит во взаимодействие с системой объекта во второй раз. Согласно Правилу 2 мы приходим к следующему полному состоянию после второго наблюдения:

$$\psi^{''S+0} = \sum_i \alpha_i \phi_i \psi^0_{[...,a_i,a_i]} \qquad (19)$$

Снова каждый элемент $\phi_i \psi^0_{[...a_i,a_i]}$ описывает собственное состояние системы, но на сей раз он также описывает и наблюдателя, как получившего *тот же самый* результат для каждого из этих двух наблюдений. Таким образом, для каждого отдельного состояния наблюдателя в конечной суперпозиции результат наблюдения повторим, даже притом, что отличается для различных состояний. Эта воспроизводимость – следствие того факта, что после наблюдения *соотнесенное* состояние системы для специфического состояния наблюдателя является корреспондированным собственным состоянием.

Теперь рассмотрим другую ситуацию. Наблюдательная система 0, с начальным состоянием $\psi^0_{[...]}$, измеряет одну и ту же величину A во множестве отдельных идентичных систем, которые первоначально находятся в одном и том же состоянии, $\psi^{S_1} = \psi^{S_2} = ... = \psi^{S_n} = \sum_i a_i \phi_i$ (где ϕ_i, как обычно, собственные функции A). Тогда полная начальная функция состояния имеет вид:

$$\psi_0^{S_1+S_2+...+S_n+0} = \psi^{S_1} \psi^{S_2} ... \psi^{S_n} \psi^0_{[...]} \qquad (20)$$

Мы предполагаем, что измерения выполнены на системах в последовательности $S_1, S_2, ..., S_n$. Тогда, согласно Правилу 1, полное состояние после первого измерения будет

$$\psi_1^{S_1+S_2+...+S_n+0} = \sum_i a_i \phi_i^{S_1} \psi^{S_2} ... \psi^{S_n} \psi_{[...a_i^1]} \tag{21}$$

(где a_i^1 относится к первой системе, S_1).
После второго измерения полное состояние, по Правилу 2, будет:

$$\psi_2^{S_1+S_2+...+S_n+0} = \sum_{ij} a_i a_j \phi_i^{S_1} \phi_j^{S_2} \psi^{S_3} ... \psi^{S_n} \psi^0_{[...a_i^1 a_j^2]} \tag{22}$$

И вообще, после проведения r измерений $(r \le n)$, Правило 2 дает результат:

$$\psi_r = \sum_{i,j...k} a_i a_j ... a_k \phi_i^{S_1} \phi_j^{S_2} ... \phi_k^{S_r} \psi^{S_{r+1}} ... \psi^{S_n} \psi^0_{[...a_i^1 a_j^2 ... a_k^r]} \tag{23}$$

Мы можем дать этому состоянию, ψ_r , следующую интерпретацию. Оно состоит из суперпозиции состояний:

$$\psi'_{ij...k} = \phi_i^{S_1} \phi_j^{S_2} ... \phi_k^{S_r} \psi^{S_{r+1}} ... \psi^{S_n} \psi^0_{[a_i^1, a_j^2, ..., a_k^r]} \tag{24},$$

каждое из которых описывает наблюдателя с определенной последовательностью памяти $[a_i^1, a_j^2, ..., a_k^r]$. Соотнесенные с ним (наблюдаемые) состояния системы имеют соответствующие собственные функции $\phi_i^{S_1} \phi_j^{S_2} ... \phi_k^{S_r}$, а остающиеся системы, $S_{r+1}, ..., S_n$, неизменны.

Типичный элемент $\psi'_{ij...k}$ конечной суперпозиции описывает такое состояние дел, при котором наблюдатель, очевидно, постигал случайную последовательность определенных результатов для наблюдений. Кроме того, системы объекта оставались в соответствующих собственных состояниях наблюдения. На данном этапе предположим, что возможно повторное определение более раннего наблюдения системы (S_l). Из этого следует, что каждый элемент получающейся конечной суперпозиции опишет наблюдателя с конфигурацией памяти формы $[a_i^1, ..., a_j^l, ..., a_k^r, a_j^l]$, в которой более ранняя память совпадает с более поздней, то есть, состояния памяти *коррелированы.* Таким образом, наблюдателю будет казаться, что каждое начальное наблюдение системы заставляет её "перескакивать" в собственное состояние случайным образом и после этого оставаться там для последующих измерений в том же состоянии, как описано типичным элементом суперпозиции. Поэтому – оставив в настоящий момент в стороне количественные вопросы относительных частот - вероятностные утверждения Процесса 1 *представляются* обоснованными наблюдателю, описанному типичным элементом заключительной суперпозиции.

Таким образом, мы получаем следующую картину: всюду по всей последовательности процессов наблюдения есть только одна физическая система, представляющая наблюдателя, хотя и нет никакого единственного *уникального состояния* наблюдателя (это следует из формализма взаимодействующих систем). Есть, однако, представление в терминах *суперпозиции*, каждый элемент которой содержит определенное состояние наблюдателя и соответствующее состояние системы. Таким образом, с каждым последующим наблюдением (или взаимодействием), наблюдатель "ветвится" во множество различных состояний. Каждая ветвь представляет собой иной результат измерения и *соответствующего* собственного состояния системы объекта. Все ветви существуют одновременно в суперпозиции после любой данной последовательности наблюдений**.

Таким образом, "траектория" конфигурации памяти наблюдателя, выполняющего последовательность измерений, есть не линейная последовательность конфигураций памяти, а ветвящееся дерево, со всеми возможными результатами, существующими одновременно в конечной суперпозиции с различными коэффициентами в математической модели. В любом известном запоминающем устройстве вследствие ограниченной емкости его памяти ветвление не продолжается бесконечно, но должно остановиться в некоторой точке.

Чтобы установить количественные результаты, мы должны приписать некоторого рода меру (весовой коэффициент) элементам конечной суперпозиции. Это необходимо для того, чтобы быть в состоянии сделать утверждения, содержащие в себе описания почти всех состояний наблюдателя через элементы суперпозиции. Мы хотим делать количественные утверждения об относительных частотах возможных различных результатов наблюдения, которые зарегистрированы в памяти типичного состояния наблюдателя; но для достижения этого мы должны иметь метод выбора типичного элемента из суперпозиции ортогональных состояний.

Поэтому рассмотрим общую схему установления меры для элементов суперпозиции ортогональных состояний $\sum_i a_i \phi_i$. Нам требуется положительная функция m от комплексных коэффициентов элементов суперпозиции, такая, чтобы $m(a_i)$ была установленной мерой элемента ϕ_i. Для того, чтобы эта общая схема была однозначной, мы должны, прежде всего, потребовать, чтобы сами состояния всегда были нормализованы так, чтобы мы могли отличить коэффициенты от состояний. Пока, однако, мы можем определять *коэффициенты*, в отличие от состояний, только с точностью до произвольного фактора фазы. Поэтому, чтобы избежать двусмысленностей, функция m должна быть функцией только амплитуд коэффициентов $m(a_i) = m(|a_i|)$.

Теперь мы налагаем требование аддитивности. Мы можем рассмотреть n-й субъект из, скажем $\sum_{i=1}^{n} a_i \phi_i$ суперпозиции, как единственный элемент $a\phi'$:

$$a\phi' = \sum_{i=1}^{n} a_i \phi_i \qquad (25)$$

Тогда мы потребуем, чтобы мерой, установленной для ϕ', была сумма мер, установленных для ϕ_i (*i* от 1 до *n*):

$$m(a) = \sum_{i=1}^{n} m(a_i) \qquad (26)$$

Тем самым мы свели выбор m только к квадрату амплитуды; другими словами, мы имеем $m(a_i) = a_i^* a_i$ без постоянного сомножителя.

Чтобы убедиться в этом, отметим, что нормальность ϕ' требует чтобы $|a| = \left(\sum a_i^* a_i\right)^{1/2}$. Исходя из наших замечаний о зависимости m только от амплитуды, мы заменяем a_i их амплитудами $u_i = |a_i|$. Тогда уравнение (26) налагает требование

$$m(a) = m\left(\sum a_i^* a_i\right)^{1/2} = m\left(\sum u_i^2\right)^{1/2} = \sum m(u_i) = \sum m\left(u_i^2\right)^{1/2} \qquad (27)$$

Определяя новую функцию $g(x)$

$$g(x) = m\left(\sqrt{x}\right) \qquad (28)$$

мы видим, что (27) требует чтобы

$$g\left(\sum u_i^2\right) = \sum g\left(u_i^2\right). \qquad (29)$$

Таким образом, g сводится к тому, чтобы быть линейным и обязательно иметь форму:

$$g(x) = cx \quad (c \text{ - константа}). \tag{30}$$

Поэтому $g(x^2) = cx_2 = m\left(\sqrt{(x^2)}\right) = m(x)$ и мы получили, что m сводится к форме

$$m(a_i) = m(u_i) = cu_i^2 = ca_i^* a_i \tag{31}$$

Таким образом, мы показали, что единственный выбор меры, совместимой с нашим требованием аддитивности – это мера квадрата амплитуды с точностью до постоянного множителя, который, если это желательно, может быть найден в соответствии с требованиями нормализации. (Требование, подразумевающее, что единственная полная мера должна быть постоянной и равной 1).

Эта ситуация полностью походит на ситуацию классической статистической механики, где полагают меру траектории систем в фазовом пространстве, помещая меру непосредственно в фазовое пространство, и затем делая утверждения (типа эргодичности, квази-эргодичности, и т.д.), которым подчиняются "почти все" траектории. Это понятие - "почти все" - зависит в таком случае и от выбора меры, которая здесь взята как мера Лебега в фазовом пространстве. Может быть, выбор, при котором только исключительные траектории имеют меру, отличную от нуля, противоречит положениям классической статистической механики. Однако выбор меры Лебега в фазовом пространстве может быть оправдан тем фактом, что является единственным выбором, для которого справедливо "сохранение вероятности" (теорема Лиувилля) и, следовательно, единственный выбор, который делает возможным любые разумные статистические умозаключения вообще.

В нашем случае мы хотим сделать некие утверждения о "траекториях" наблюдателей. Однако для нас траектория является постоянно ветвящейся (преобразующейся из состояния суперпозиции) с каждым последовательным измерением. Чтобы иметь положение, аналогичное "сохранению вероятности" в классическом случае, потребуем, чтобы принятая однажды мера траектории равнялась сумме мер ее отдельных ветвей в более позднее время. Такое требование точно соответствует наложенному нами требованию аддитивности и единственным образом приводит к выбору меры квадрата амплитуды. Поэтому наша процедура столь же оправдана, как и процедура из классической статистической механики.

Убедившись, что существует уникальная мера, которая удовлетворяет нашим требованиям, мера квадрата амплитуды, продолжим наши умозаключения. Тогда эта мера даст для i,j,...k-того элемента суперпозиции (24)

$$\phi_i^{S_1}\phi_j^{S_2}\ldots\phi_k^{S_r}\psi^{S_{r+1}}\ldots\psi^{S_n}\psi_{[a_i^1,a_j^2,\ldots,a_k^r]} \qquad (32)$$

меру (весовой множитель)

$$M_{ij\ldots k}=\left(a_i a_j\ldots a_k\right)^*\left(a_i a_j\ldots a_k\right) \qquad (33)$$

такую, чтобы состояние наблюдателя с конфигурацией памяти $\left[a_i^1,a_j^2,\ldots,a_k^r\right]$ получило меру $a_i^* a_i a_j^* a_j\ldots a_k^* a_k = M_{i,j,\ldots,k}$. Немедленно мы видим, что это – результат измерения, а именно,

$$M_{i,j,\ldots,k}=M_i M_j\ldots M_k \qquad (34)$$

где

$$M_i=a_i^* a_i,$$

так что установленная для специфической последовательности памяти $\left[a_i^1,a_j^2,\ldots,a_k^r\right]$ мера – это просто результат измерения для индивидуальных компонентов этой последовательности.

Есть прямая связь нашей измерительной структуры с теорией вероятности случайных последовательностей. *Если мы рассматриваем* $M_{i,j,\ldots,k}$ как вероятности для последовательностей, тогда последовательности эквивалентны случайным последовательностям, которые могут быть получены приписыванием каждому терму *независимых* вероятностей $M_i=a_i^* a_i$. Теперь теория вероятности математически эквивалентна теории измерения, так что мы можем использовать её, имея в виду, что все результаты могут быть выражены на языке теории измерений.

Так, в частности, если мы полагаем, что последовательности становятся все более и более длинными (выполнено все более и более наблюдений), *всякая* последовательность памяти заключительной суперпозиции удовлетворит любому заданному критерию для беспорядочно сгенерированной последовательности независимых вероятностей $a_i^* a_i$, за исключением полной совокупности наблюдения, которая имеет тенденцию к нулю, поскольку число наблюдений становится неограниченным. Следовательно, все средние значения функций по *любой* последовательности памяти, включая специальный случай повторов, могут быть вычислены из вероятностей $a_i^* a_i$, за исключением ряда последовательностей памяти нулевой меры. Тем самым мы показали, что статистические притязания Процесса 1 представляться наблюдателю подходящим почти во всех элементах суперпозиции (24), ограничиваются, как только число наблюдений стремится к бесконечности.

Хотя пока мы рассмотрели только последовательности наблюдений одной и той же величины в идентичных системах, результат одинаково верен для произвольных последовательностей наблюдений, в чем можно убедиться, описывая более общие последовательности измерений и применяя Правила 1 и 2 тем же самым способом, как представлено здесь.

Поэтому мы можем суммировать ситуацию для произвольной последовательности наблюдений, когда эти наблюдения сделаны над теми же самыми или отличными системами в любой последовательности, когда число наблюдений каждой величины в каждой системе является очень большим, следующим образом:

За исключением последовательностей памяти с почти нулевой мерой, средние значения любых функций по последовательности памяти могут быть приблизительно рассчитаны при помощи независимых вероятностей, даваемых Процессом 1 для каждого начального наблюдения системы, и при помощи обычных вероятностей перехода для последующих наблюдений той же самой системы. В пределе, когда число всех типов наблюдений стремится к бесконечности и исключительное множество имеет меру нуль, вычисление является точным.

Эта пропись вычисления средних значений в последовательностях памяти с помощью вероятностей, приписанных индивидуальным элементам, точно совпадает с прописью обычной теории "внешнего наблюдения" (Процесс 1). Более того, эта пропись подходит почти для всех последовательностей памяти. Поэтому для наблюдателя все предсказания обычной теории будут представляться обоснованными почти во всех его состояниях.

В частности, принцип неопределенности никогда не нарушается, так как последнее по времени измерение в системе дает всю возможную информацию о её соотнесенном состоянии, так что нет никакой прямой корреляции между любыми более ранними результатами наблюдения и последующими наблюдениями. Любое наблюдение величины В между двумя последовательными наблюдениями величины А (все на той же самой системе) разрушит то единственное соответствие между ранним и более поздним состояниями памяти для результата А. Таким образом, для чередующихся наблюдений различных величин есть фундаментальные ограничения на корреляции между состояниями памяти для одной и той же наблюдаемой величины, и эти ограничения выражают содержание принципа неопределенности.

На последнем шаге рассмотрим последствия допущения взаимодействия между несколькими системами наблюдателей, а именно: допущения наблюдать одну и ту же систему и при этом общаться друг с другом. Последнее взаимодействие можно рассматривать просто как взаимодействие, которое коррелирует одни части конфигурации памяти одного наблюдателя с другими. Когда эти системы наблюдателя были исследованы с использованием Правил 1 и 2 тем же самым способом, который мы уже представили в этом разделе, было обнаружено, что *во всех* элементах конечной суперпозиции:

1. Когда несколько наблюдателей отдельно наблюдают одну и ту же величину в системе объекта и затем сообщают результаты друг другу, они находят, что их результаты согласованы. Это согласование сохраняется даже

тогда, когда наблюдатель выполняет свое наблюдение после сообщения ему результата другого наблюдателя, уже выполнившего наблюдение.

2. Если разрешить одному наблюдателю выполнять наблюдение величины A в системе объекта, а затем позволить второму выполнять в этой же системе наблюдение величины B, которая не коммутирует с A, и, наконец, позволить первому наблюдателю повторить его наблюдение A, тогда система памяти первого наблюдателя в общем случае *не* покажет тот же самый результат для обоих наблюдений. Произошедшее наблюдение другим наблюдателем некоммутативной величины B препятствует возможности какой-либо корреляции между двумя наблюдениями A.

3. Можно рассмотреть случай, когда состояния двух систем объекта коррелированы, но эти две системы не взаимодействуют. Позволим одному наблюдателю выполнить определенное наблюдение первой системы, затем позволим другому наблюдателю выполнить наблюдение второй системы, и, наконец, позволим первому наблюдателю повторить свое наблюдение. Тогда обнаружится, что первый наблюдатель всегда получит один и тот же результат оба раза, и наблюдение второго наблюдателя вообще не имеет никакого влияния на результат наблюдений первого. Фиктивные парадоксы типа Эйнштейна, Подольского и Розена[8], которые касаются таких коррелированных невзаимодействующих систем, легко исследуются и проясняются в представленной схеме.

В пределах представленной структуры могут быть изучены многие другие комбинации нескольких наблюдателей и систем. Результаты представленного формализма "соотнесенного состояния" соответствуют результатам, полученным из общепринятого формализма "внешнего наблюдения" во всех тех случаях, когда применимы обычные механизмы наблюдения.

В заключение следует сказать, что непрерывное во времени изменение функции состояния сложной системы дает полную математическую модель для процессов, которые включают идеализированного наблюдателя. Когда происходит взаимодействие, результатом его развития во времени является суперпозиция состояний, каждый элемент которой соответствует специфическому состоянию памяти наблюдателя. И вероятностная трактовка обычной концепции "внешнего наблюдения", оцениваемая по состоянию памяти почти во всех состояниях наблюдателя, является обоснованной. Другими словами, чистый Процесс 2 волновой механики, без каких бы то ни было начальных вероятностных предположений, приводит ко всем вероятностным понятиям привычного формализма.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Теория, основанная на чистой волновой механике, является концептуально простой, причинной теорией, которая дает предсказания в соответствии с опытом. Она устанавливает процедуру, с помощью которой можно подробно, математически, и в логически последовательной манере исследовать множество иногда запутанных предметов, таких как процесс измерения сам по себе и при взаимосвязи нескольких наблюдателей. Ранее формулировка квантовой теории в формализме обычного, или "внешнего наблюдения", вызывала возражения на том основании, что ее вероятностные особенности постулируются заранее вместо того, чтобы быть непосредственно полученными из теории. Мы полагаем, что настоящая формулировка "соотнесенных состояний" снимает это возражение, вместе с тем сохраняя все содержание стандартной формулировки. В то время как наша теория, в конечном счете, оправдывает использование вероятностной интерпретации как помощь созданию практических предсказаний, она формирует и более широкую структуру для понимания последовательности этой интерпретации. В этом смысле можно говорить о формировании *метатеории* по отношению к стандартной теории. Она выходит за границы обычной формулировки "внешнего наблюдения", однако при этом способна логически рассматривать вопросы несовершенного наблюдения и приблизительного измерения.

Формулировка "соотнесенного состояния" применима ко всем формам квантовой механики, которые содержат принцип суперпозиции. Поэтому она может оказаться плодотворной структурой для квантизации Общей Теории Относительности. Формализм предполагает сначала построить формальную теорию, а потом приложить к ней статистическую интерпретацию. Этот метод должен быть особенно полезен для квантовой интерпретации единых теорий поля, где вообще нет никакого вопроса о какой бы то ни было изоляции систем объекта и наблюдателей. Все они представлены в *единственной* структуре, поле. Любые объяснительные правила, вероятно, могут быть установлены только внутри самой теории и только через нее непосредственно.

Кроме всяческих возможных практических преимуществ теории, она представляется предметом интеллектуального интереса в том, что статистические утверждения обычной интерпретации, которые не имеют статуса независимых гипотез, выводимы (в известном смысле) из чистой волновой механики, которая стартует полностью свободной от статистических постулатов.

Сноски и примечания в оригинальной статье

* Диссертация, представленная Принстонскому Университету 1 марта 1957 в качестве частичного выполнения требований для степени доктора философии. Более ранний вариант, датированный январём 1956 года, был отправлен нескольким физикам, комментарии которых были полезны. Профессор Нильс Бор, доктор Х.Дж.Грюневальд, доктор Ааг Петерсон, доктор А.Стерн и профессор Л.Розенфельд свободны от любой ответственности за публикуемые результаты, но автор тепло благодарит

их за сделанные полезные замечания. Особые благодарности профессору Джону А. Уиллеру за его постоянное руководство и поддержку. Выражаю признательность также Национальному Фонду Науки за дружескую поддержку.

+ Настоящий адрес: Группа Оценки Систем Оружия, Пентагон. Вашингтон, округ Колумбия.

1. Мы используем терминологию и примечание J. von Neumann, *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*, в переводе R.T.Beyer (Princeton University Press, Princeton, I955).
2. Ссылка 1, Глава 4, Часть. 4.
3. См. A.Einstein, *The Meaning of Relativity* (Princeton University Press, Princeton, 1950), third edition, p. 107.
4. L.Landau and E.Lifshitz, *The Classical Theory of Fields*, перевод M.Hamermesh (Addison-Wesley Press, Cambridge, 1951), p. 343.
5. См. в особенности обсуждение этой точки зрения Н.Бором и Л.Розенфельдом, Kgl. Danske Videnskab, Selskab, Mat.-fys. Medd. 12, No. 8 (1933).
6. Этот пример представляет собой модель приблизительного измерения. Однако соотнесенное состояние системы после взаимодействия $\xi^{r'}(q)$ обычно не может быть выведено из оригинального состояния системы ϕ применением *некоторого* проекционного оператора E.
Доказательство: Предположим, напротив, что $\xi^{r'}(q) = NE\phi(q) = N'\phi(q)\eta(r' - qT)$, где $N.N'$ являются константами нормализации. Тогда

$$E(NE\phi(q)) = NE^2\phi(q) = N''\phi(q)\eta^2(r' - qt)$$

и $E^2\phi(q) = N''\phi(q)\eta^2(r' - qt)$. Но условие, $E^2 = E$, которое является необходимым для того, чтобы E было проекцией, подразумевает, что $N'/N''\,\eta(q) = \eta^2(q)$, а это в общем случае является ложным.

7. Нужно понимать, что $\psi^0[...a_i]$ – различны для каждого *i* состояния. Для более точной нотации следовало бы написать $\psi_i^0[...a_i]$, но никакой путаницы не может возникнуть, если мы просто позволим ψ_i^0 быть внесенной в указатель только индексом символа конфигурации памяти.

8 Einstein, Podolsky, and Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935). Для скрупулезного обсуждения физики наблюдения см. главу Н.Бор в *Albert Einstein, Philosopher-Scientist* (The Library of Living Philosophers, Inc., Evanston, 1949).

** *Примечание, добавленное при корректуре.* При обсуждении препринта этой статьи некоторые корреспонденты подняли вопрос "перехода от возможного к действительному" утверждая, что в "действительности" – как свидетельствует наш опыт – нет никакого расщепления состояний наблюдателей, поскольку всегда только одна ветвь может существовать фактически. Так как этот пункт может прийти в голову и другим читателям, ниже предлагается следующее объяснение.

Что касается вопроса, составляющего предмет спора - перехода от "возможного" к "действительному" – теория снимает эту озабоченность очень простым способом: такого перехода нет, и при этом он и не нужен для теории в соответствии с нашим опытом. С точки зрения теории все элементы суперпозиции (все "ветви") являются "действительными" ни один <не [добавлено в *M.Price's FAQ — E.Sh.*]> более "реален" чем остальные. Не нужно полагать, что все, кроме одного, так или иначе разрушены, так как все отдельные элементы суперпозиции индивидуально подчиняются волновому уравнению с полным безразличием к присутствию или отсутствию ("реальности" или нет) любых других элементов. Это полное отсутствие влияния одной ветви на другую также подразумевает, что никакой наблюдатель никогда не будет знать ни о каком процессе "расщепления".

Те аргументы, согласно которым картине мира, представленной этой теорией, противоречит опыт, потому что мы не сознаем никакого процесса ветвления, подобны критике коперниканской теории на том основании, что подвижность Земли как реальный физический факт является несовместимой с интерпретацией природы здравым смыслом, поскольку мы не чувствуем такого движения. В обоих случаях аргумент терпит неудачу, когда оказывается, что сама теория предсказывает, в чем фактически будет состоять наш опыт. (В коперниканском случае дополнение ньютоновой физики было обязано показать, что жители Земли не будут осознавать любое её движение).

Сноски и примечания переводчика

[a] После первой публикации перевода один из читателей (Л.В.Ильичев из Института автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск) отметил одну неточность. В тексте статьи Эверетт пишет, что «подсистемы S_1 и S_2 не обладают каким-то подобным определенным состоянием независимо друг от друга (кроме специального случая, при котором все, кроме одного $a_{i,j}$, нуль)».
На самом деле необходимым и достаточным условием наличия определённых состояний у подсистем является равенство ранга матрицы a_{ij} единице

{Замечание-переводчик1} Необходимо отметить, что в данном случае корректнее была бы запись не qT, а $q(T)$, поскольку буквальное прочтение приведенной формулы противоречит теории размерностей и вводит в заблуждение читателя, который понял бы это выражение как произведение координаты q на время t. Данная неточность, вероятно, связана с трудностями корректуры. Читатель должен иметь в виду эту особенность оригинальной корректуры при дальнейшем чтении и самостоятельно вводить поправки в соответствующие формулы.

{Замечание-переводчик2} В данном случае, по причинам, отмеченным выше, вероятно, имелось в виду не $r^{'}/T$, а $r^{'}(T)$ или, в стиле данной корректуры, просто $r^{'}T$. Поскольку это выражение появляется в тексте и далее, читатель должен быть внимателен.

<Одесский физик Ю.А.Семенов считает, что данные замечания могут не приниматься во внимание, поскольку «это точно по фон
Нейману…Если речь о размерности - ну это обобщенные координаты, они могут быть и безразмерными, и вообще не размерности длины - в конце концов у Ландау в Механике есть задачка: найти каноническое преобразование, переводящее обобщенные координаты в обобщенные импульсы и наоборот (наверное где-то минус появится)...» >

{Замечание-переводчик3} Штриховой индекс в данном случае относится не к 0, а к символу ψ в целом. Более точно графически это отражено ниже в формуле (18).