

Необратимость в квантовой механике

Б.Б. Кадомцев

От редакционной коллегии. 9 ноября 2003 г. исполнилось бы 75 лет Борису Борисовичу Кадомцеву, выдающемуся физику-теоретику, педагогу, просветителю, крупнейшему ученому в области физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза. Кроме яркой и плодотворной научной работы, Борис Борисович много времени и внимания уделял научно-организационной деятельности, в частности, Б.Б. Кадомцев возглавлял журнал УФН с 1976 г. и до своей безвременной кончины 19 августа 1998 г. Многие позитивные перемены в УФН произошли благодаря его усилиям. С благодарностью храня светлую память о Борисе Борисовиче Кадомцеве, редакционная коллегия УФН хотела бы на страницах журнала отметить его юбилей. Однако по заведенной непреложной традиции любую дату (кроме персоналий) в журнале УФН мы можем отмечать только сугубо научной публикацией. Это правило строго соблюдалось при Б.Б. Кадомцеве, и, несомненно, не могло бы быть нарушено даже в его память. По счастью, имела видеозапись лекции о современных вопросах квантовой механики, прочитанной Б.Б. Кадомцевым 12 мая 1997 г. Подготовленная к публикации М.Б. Кадомцевым запись этой лекции позволяет читателю вновь обратиться к наследию Б.Б. Кадомцева, проследить за его пояснениями в этой очень трудной области физики, как бы услышать его голос, вспомнить и почтить память Бориса Борисовича Кадомцева.

PACS numbers: 03.65.Ta, 03.65.Ud, 03.65.Yz, 89.70.+c

Содержание

1. Введение. Парадокс Эйнштейна – Подольского – Розена. Дискуссия между Эйнштейном и Бором (1221).
 2. Неравенства Белла. Экспериментальные доказательства нелокального характера квантовой теории (1225).
 3. Запутанные состояния и форма Шмидта (1228).
 4. Квантовая необратимость и вероятность (1230).
 5. Квантовый и классический хаос атомарного газа (1232).
 6. Модель непрерывного коллапсирования. Газ как измерительный прибор (1234).
 7. Общий метод описания коллапсов. Микромир и макромир (1236).
 8. Заключение. У природы нет полного детерминизма (1238).
- Список литературы (1240).

1. Введение.

Парадокс Эйнштейна – Подольского – Розена. Дискуссия между Эйнштейном и Бором

В отношении к квантовым необратимым процессам существует, как сказал бы Михаил Сергеевич Горбачев, плюрализм мнений. Странное сочетание слов для физики. Но, тем не менее, это так. Большая часть физиков считает, что в этой области создан достаточно надежный аппарат для расчета любых необратимых процессов, и поэтому, если возникает какая-то проблема, то человеку достаточно заглянуть в соответствующий учебник, или в статью (может быть, даже давно напечатанную), и все

будет в порядке. Тем не менее в этой же самой области существует группа энтузиастов как теоретиков, так и экспериментаторов, которые считают, что необратимость в квантовой теории является принципиальным, ключевым моментом, который необходим для понимания самих основ квантовой теории. Вот об этой группе лиц и о соответствующих исследованиях как в теории, так и в эксперименте я сегодня и буду рассказывать.

Каждый студент, который только-только начинает изучать квантовую механику, сразу встречается с дуализмом волна – частица. И именно это явление, которое столь часто обсуждается в книжках и учебниках, само по себе является яркой демонстрацией необратимости. Для того чтобы понять смысл этого утверждения, рассмотрим стандартный эксперимент Юнга с двумя щелями, на которые падают какие-либо квантовые частицы (рис. 1). Это могут быть фотоны, электроны, нейтроны или атомы. Если длина волны этих частиц достаточно велика для того, чтобы проявилась интерференция, то дальше на экране возникнет интерференционная картина. Но если эту интерференционную картину попытаться измерить, то оказывается, что вместо волны прибор регистрирует частицу. И не только прибор. Поместим здесь (на экране) фотографическую пластинку. На рисунке 2 вы видите экспериментальные данные [13], полученные физиком Танамурой (прославившимся в свое время тем, что он первым наблюдал эффект Ааронова – Бома). На этих картинках вы видите пятнышки от падающих на экран электронов. В начале их совсем немного (рис. 2а). С увеличением времени экспозиции их становится все больше и больше (рис. 2б и 2в), пока не возникает отчетливая интерференционная картина (рис. 2г). Если вернуться обратно, то можно заметить, что и на первых картинках уже имелся некоторый намек на эти полосы, но только когда электронов много, возникает хорошая картина интерференции.

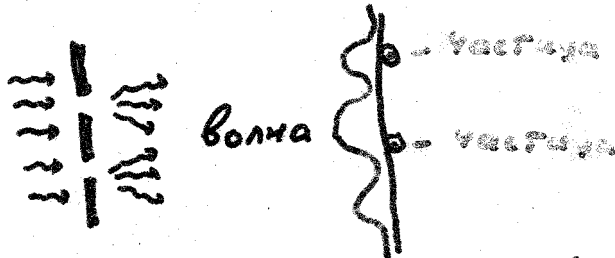
Подготовил к публикации

М.Б. Кадомцев. Российский научный центр
"Курчатовский институт", Институт молекулярной физики
123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация
Тел. (095) 196-84-79. E-mail: mkadomtsev@mtu-net.ru

Статья поступила 14 октября 2003 г.

Необратимость в квантовой теории (явление и роль).

Дуализм волна-частица:



Измерение - необратимый процесс.

Эволюция квантовой системы
 $\xrightarrow{t}$
 Эволюция системы
 уравнению Шредингера
 $\psi \rightarrow P\psi$
 "Измерение"

При измерении волновая функция "схлопывается" в одно из ортогональных состояний:

$$\psi \rightarrow P\psi \equiv \psi_i$$

P - проекционный оператор
 Процесс измерения уравнением Шредингера не описывается

Чем же он описывается?

Что такое P с точки зрения физики?

(Или P - просто математический символ, не имеющий физического смысла?)

Рис. 1.

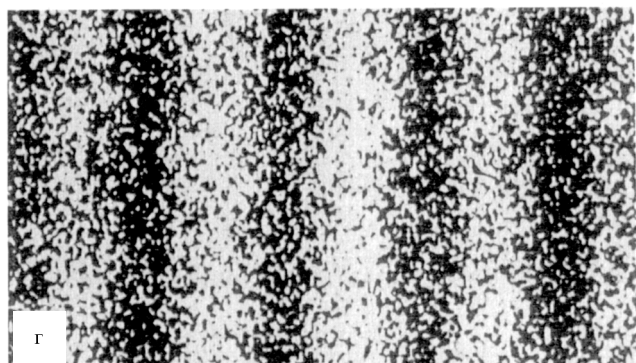
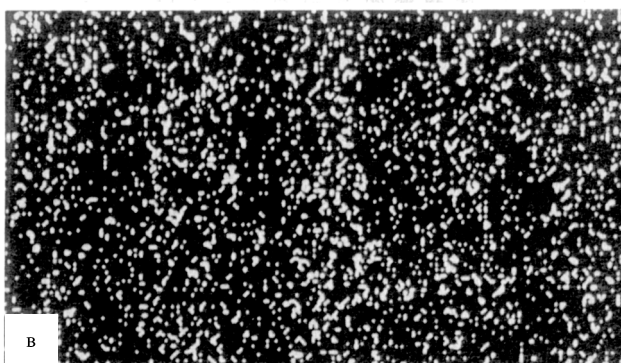


Рис. 2.

Ясно, что до того, как возникло пятнышко, сюда падала полная интерференционная волна. И тем не

менее отдельный электрон никак не мог зарегистрировать свое присутствие, кроме как в виде пятнышка.

Получается так, что из волны у нас вдруг получается частица. Студентов (и не только студентов) это всегда обескураживает — как такое может произойти? Обычно произносятся следующие слова: "Все это есть действие прибора, который регистрирует частицы, в данном случае электроны, в виде отдельных пятнышек". Но спрашивается: ведь фотопластинка — это самый обычный физический объект, поэтому регистрация частиц одновременно является каким-то физическим процессом. Этот процесс явно необратим, потому что после регистрации у вас остается только одно маленькое пятнышко, а о породившей его большой волне вы можете забыть.

Как же возникает это пятнышко? Стандартный рецепт (я подчеркну, что все это так и называется — рецептом) заключается в следующем: предсказания квантовой теории носят вероятностный характер. Там, где имеется волновое движение, можно пользоваться уравнением Шрёдингера, а экран, на котором происходит регистрация частиц, уравнением Шрёдингера уже не описывается. То, что вызывает эту регистрацию, называется измерительным прибором, хотя в данном случае это всего лишь фотопластинка, с которой большинство людей начинают знакомиться еще со школьного возраста, и никаким прибором этот физический объект они, безусловно, не считают. Как же, согласно этому рецепту, происходит измерение? Считается, что в процессе регистрации на волновую функцию действует так называемый проекционный оператор, который (с некоторой вероятностью) превращает эту огромную, размытую в

пространстве волновую функцию (см. рис. 1) в маленький, крошечный объект. Все это называется либо стягиванием волновой функции, либо просто измерением.

Первый естественный вопрос, который в связи с этим возникает: можем ли мы согласиться с такой абстрактной постановкой — использованием проекционного оператора как некоего доведка к уравнению Шрёдингера, вместо изучения конкретного необратимого физического процесса? Если (в самом деле) процесс измерения не описывается уравнением Шрёдингера, то чем он описывается? И более глубокий вопрос — откуда вообще берутся вероятности? На все эти вопросы я попытаюсь ответить в своем выступлении.

Придется начать немножко издалека, а именно со знаменитого парадокса Эйнштейна–Розена–Подольского. В свое время Эйнштейн, Розен и Подольский [1] написали волновую функцию, которая обладает следующими характеристиками (рис. 3). Если вы измерите координату частицы x_1 , то, поскольку здесь стоит дельта-функция, это будет означать, что сразу же зафиксирована координата частицы x_2 . А если вы вместо этого измерите импульс частицы p_1 , то, поскольку здесь стоит дельта-функция от разности $p_2 - p_1$, будет измерен импульс второй частицы p_2 . То есть в зависимости от того, что делает первый экспериментатор, у второго экспериментатора появляется либо частица с фиксированной координатой, либо частица с фиксированным импульсом. Получается некоторое дальное действие, действие на расстоянии. Эйнштейна такой вариант существования действия на расстоянии

Парадокс Эйнштейна–Розена–Подольского.

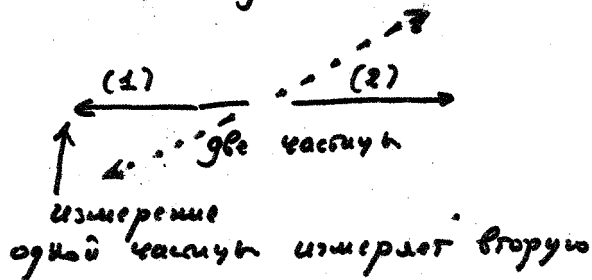
$$\Psi = \delta(x_1 - x_2 + L) \delta(p_1 + p_2)$$

Если измерить x_1 ,
то $x_2 = L + x_1$: $\frac{L}{x_1} \quad x_2$

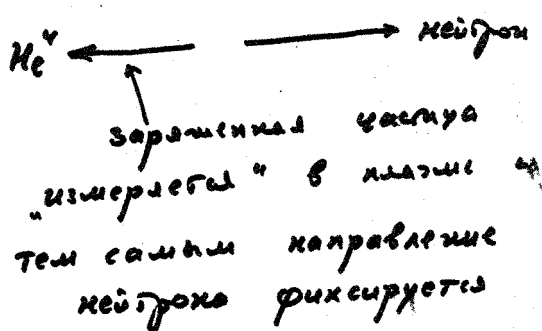
Если измерить p_2 ,
то $p_2 = -p_1$ $\leftarrow p_1 \quad p_2$

Измерение над одной
частицей меняет состояние
второй частицы, даже если
они удалены друг от
друга на большое рас-
стояние L .

Парадокс Эйнштейна–Розена–Подольского



Например: D-T реакция



страшно возмущал, и он считал, что это результат того, что квантовая механика неполна. Поэтому статья так и называется: "Является ли квантовая механика достаточно полной?"

Кроме идеализированного примера, который привели Эйнштейн, Розен и Подольский, в реальной физике существует множество подобных примеров квантовомеханического дальнего действия. Например, если две частицы сферически-симметрично разлетаются в разные стороны из одной точки (см. рис. 3), измерение одной частицы немедленно фиксирует то направление, в котором идет вторая частица. В другом варианте эксперимента можно было бы измерить частицу здесь (пунктир на рис. 3), и тогда вторая частица пошла бы по другому пути. Или вот типичный пример термоядерной реакции: внутри плазмы происходит D–T реакция, после которой нейтрон и ядро гелия-4 разлетаются в разные стороны, и если этот гелий-4 кем-то зарегистрирован (а я потом скажу, что эту регистрацию необязательно осуществлять каким-то специальным прибором — она может производиться самой средой), то и направление движения нейтрона будет также зафиксировано.

С установлением этого, внутренне присущего квантовой теории парадокса, возникла дискуссия между Эйнштейном и Бором. Эйнштейн был сторонником локального реализма. Это значит, что, по его мнению,

Вопрос второй - откуда берётся случайность?

Эйнштейн - локальный реализм: случайность обманка локальной статистичности "чего-то" (скрытые параметры субквантового мира)

Бор - принцип дополненности: результат измерений зависит от выбранных приборов (несовместимость с принципиальной случайностью)

парадоксальность законов квантовой механики не является истинной, а объясняется свойствами ненаблюдаемого более глубокого, субквантового мира (это направление исследований было потом названо направлением скрытых параметров). То есть ему казалось возможным найти такие скрытые и неизвестные пока физические величины, сложность динамического поведения которых и вызывает случайность в квантовом мире. Вы спросите: а причем здесь локальный реализм (рис. 4)? Дело в том, что оставаясь в рамках привычных понятий классической физики было бы естественным ожидать, что никакие манипуляции с первой частицей никак не сказываются на состоянии далеко улетевшей второй частицы. Поэтому, следуя Эйнштейну, квантовомеханическое дальнее действие надо признать парадоксом, которому не может быть места ни в какой реалистической физической теории.

В ответе Бора, того же 1935 г. [2], был сформулирован принцип дополненности и было сказано, что элементы физической реальности (импульсы или координаты) не являются некими объективно существующими атрибутами микромира — сами они непосредственно зависят от выбранных приборов. Таким образом, согласно Бору, предложенный Эйнштейном, Подольским и Розеном пример (ЭПР парадокс) не является каким-то недостатком квантовой теории, а служит лишь яркой демонстрацией той новой реальности, которая пришла на смену привычным представлениям классической физики. Или, говоря иначе, дальнее действие и случайность, несмотря на кажущуюся парадоксальность, являются наиболее фундаментальными свойствами окружающего нас мира.

Итак, уже более 60 лет назад родились две принципиально различающиеся позиции в понимании квантовомеханических закономерностей. Первая, поддержанная Эйнштейном, считала возможным найти чисто классические, действующие на каком-то субмикроуровне процессы, которые могли бы потом привести к появлению случайности в квантовой механике. Бор же наоборот считал необходимым изменить все наши взятые из словаря классической физики понятия с тем, чтобы привести их в соответствие с более глубоким квантовым пониманием мира. В этом споре двух выдающихся мыслителей ряд физиков заняли сторону Эйнштейна и ими были предприняты значительные усилия по созданию модифицированного варианта квантовой теории с классическими скрытыми параметрами (упомянем в этой связи оригинальный подход Боба, использующего вместо волновой функции два объекта — классическое волновое поле и взаимодействующую с ним точечную частицу — теория волны-пилота), некоторые безоговорочно поддержали Бора (Копенгагенская школа, из наших физиков Фок), другие, практически мыслящие ученые, и вовсе, были склонны считать эту дискуссию чисто философской, поскольку (по их мнению) обе стороны стремились только лучше обосновать и без того хорошо работающие уравнения. Однако, я полагаю, что подавляющую часть физиков все-таки сильно смущала радикальная новизна квантовомеханических понятий, и они, вслед за Эйнштейном, продолжали надеяться на то, что рано или поздно будет создана более "разумная" и полная физическая теория, которая позволит устранить все "странности" и парадоксы квантовой теории.

2. Неравенства Белла.

Экспериментальные доказательства нелокального характера квантовой теории

Ситуация принципиально изменилась после того, как в 1964 г. Джон Белл [3] сформулировал свою знаменитую теорему, или знаменитые неравенства Белла, из которой следовало, что этот спор может быть решен чисто опытным путем. То есть он показал, что можно придумать такие эксперименты, в которых можно было бы напрямую проверить, кто прав: Эйнштейн или Бор?

Неравенства Белла заключаются в следующем: если исходить из предположения, что есть скрытые параметры, то можно составить некоторые простые неравенства для квантовых операторов или квантовых физических величин и увидеть, что эти простые соотношения, неравенства прямо противоречат тем формулам, которые можно получить из стандартного аппарата квантовой механики. Я сейчас поясню, как составляются неравенства Белла в наиболее простом варианте, который был чуть позже предложен Клаузером, Хорном, Шимони и Холтом [4]. Нас будут интересовать самые простые квантовые величины — спины. Предположим, у нас имеются попарно скоррелированные спины (нам пока не существенно знать, как именно они скоррелированы). Один экспериментатор измеряет направление одного спина, другой экспериментатор — направление скоррелированного с ним второго спина. Наблюдатели находятся в разных местах и при этом каждый из них имеет возможность произвольным образом изменять пространственную ориентацию своего регистрирующего спин прибора.

Каждый спин (с точностью до множителя $1/2$, который мы отбрасываем) с точки зрения математики есть оператор, имеющий только два собственных значения, а с точки зрения физики — спин может иметь только две ориентации в пространстве: $+1$ — вдоль оси, -1 — против. Пусть наблюдатель А имеет возможность регистрировать каждый приходящий к нему спин только вдоль одного из двух направлений, задаваемых векторами a и c , а наблюдатель В — соответственно вдоль b и d . Предположим теперь, что у нас есть скрытые параметры. Наличие скрытых параметров предполагает, что наблюдаемое значение спина $+1$, либо -1 вдоль любого пространственного направления определяется только локальными свойствами той частицы, с которой проводятся эти эксперименты и никак не зависит от того, что происходит с другой. Если так, тогда a может быть ± 1 , c тоже может быть ± 1 . Если a и c имеют разные знаки, тогда $(a + c)$ будет 0, а $(a - c)$ либо $+2$, либо -2 . Если a и c имеют одинаковые знаки, тогда наоборот: $(a - c)$ будет 0, а $(a + c)$ либо $+2$, либо -2 . А b и d должны давать либо $+1$, либо -1 . Поэтому получается, что это выражение при любых значениях a, b, c и d должно быть равным ± 2 (рис. 5). Где же в этих вычислениях предполагался скрытый параметр?

На самом деле, если рассуждать по Бору, то экспериментатор не может одновременно знать значения спина по двум разным направлениям (в данном случае a и c), поскольку каждый раз, измеряя вдоль какого-то направления, а потом другого, экспериментатор должен был бы перестраивать прибор. Но если рассуждать со скрытыми параметрами, то вращение прибора ничего не дает — локальные скрытые параметры всегда должны были бы

Неравенства Белла (1964)
 - если допустить наличие скрытых параметров, то можно получить неравенства, противоречащие квантовой теории.
Вариант Клаузера-Хорна-Шимони-Холта:
 a, b, c, d операторы $\sim \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$
 Измерение даёт ± 1 .
 Наблюдатель А измеряет a, c
 Наблюдатель В измеряет b, d
 $(a+c)b + (a-c)d = \pm 2$:
 если $a+c=0$, то $a-c=\pm 2$
 если $a-c=0$, то $a+c=\pm 2$
 $S = \langle ab \rangle + \langle bc \rangle + \langle cd \rangle - \langle ad \rangle$
 - среднее по скрытым параметрам.
 $1.51 \leq 2$ - это нарушение.
 противоречит КМ.

Рис. 5.

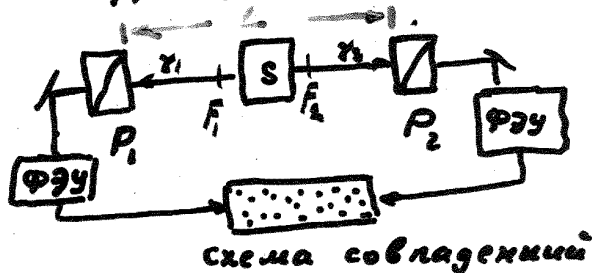
давать ± 1 , независимо от того, куда вы вращаете в данном конкретном месте свой прибор. Поэтому при наличии скрытых параметров у нас имеется для каждой пары вот такое тождество, и поэтому, если мы по этим скрытым параметрам будем усреднять (т.е. проведем измерения с большим числом пар), то мы получим вот такое неравенство (рис. 5). Действительно, поскольку эта комбинация всегда меньше или равна 2, то и среднее значение, которое я обозначил на рисунке буквой S , никак не может быть выше 2. Оказывается, если взять реальные пары, например, синглеты, т.е. два спина, ориентированных таким образом, что частицы имеют спины, направленные в противоположные стороны, и вычислить вот эти средние значения по квантовой механике, то окажется, что величина S может не укладываться в 2. В частности, если эти направления выбраны так, что a, c и, соответственно, b, d взаимно ортогональны, а угол между a и b равен 135° , S достигает максимального значения равного $2\sqrt{2}$, и именно при такой геометрии эксперимента проще всего опытным путем установить справедливость одной из точек зрения. Эксперименты, проведенные на различных квантовых объектах, показали, что в полном соответствии с квантовой теорией неравенства Белла нарушаются. Я не буду останавливаться на всех работах, а упомяну только две [5, 6], с помощью которых удастся легче всего понять основные свойства квантового дальнего действия.

Первый принципиальный эксперимент [5] был проведен Аспектом, Далибардом и Роджером в 1982 г. Здесь

Эксперимент Аспекта,
Далибарда, Роджерса (1982).

S-P-S каскад: $\begin{array}{c} \text{---} \\ \downarrow \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{l} y=0 \\ y=1 \end{array}$

Получаются
коррелированные результаты.



Поляризаторы P_1, P_2
перекл. за время,
значительно меньшее,
чем $L/c \rightarrow$
 $\rightarrow$ сверхсветовая связь
между ФДУ?

Рис. 6.

изучались корреляции поляризации пар фотонов с помощью очень быстро изменяющихся во времени анализаторов. В качестве источника скоррелированных пар использовался так называемый S-P-S каскад на атоме кальция. Это вот что такое. Предположим, у нас в начальный момент имеется атом, который находится в возбужденном S состоянии, т.е. его полный момент J равен 0. Дальше он распадается на промежуточный уровень и по известному закону дипольного излучения его момент становится равным 1, потом испускается второй квант и конечный угловой момент атома снова становится равным 0 (рис. 6). Ясно, что результат вот этого каскадного из $J=0$ в $J=0$ перехода будет абсолютно сферически-симметричным. Помимо пространственной симметрии, поляризации двух квантов будут так согласованы, чтобы их полная поляризация была равна 0. Далее у них на некотором достаточно большом расстоянии от источника фотонов были установлены поляризаторы, которые могли изменять направление поляризации за время, меньшее, чем время пролета фотона от источника до этого поляризатора. Это делалось с помощью ультразвуковой решетки, ее можно было быстро переключать, и поэтому у вас как бы имелся поляризатор, который вы легко можете переключать за очень короткое время.

Вопрос из зала: Какие это времена?

Я не знаю, вопросы, может быть, потом? На самом деле, здесь ситуация была более сложная — эти поляризаторы быстро вращались и успевали повернуться несколько раз за среднее время между двумя последовательными излучениями. Поэтому можно было считать,

что эти поляризаторы просто быстро успевают изменить свою поляризацию еще до того, как к ним успеют подлететь испущенные фотоны. Затем имелась схема совпадений, и на этой схеме совпадений делались соответствующие отсчеты, и было показано, что эти совпадения в зависимости от того, как направлены поляризаторы p_1 и p_2 в точности согласуются с квантовой механикой и "неравенства Белла" не выполнялись. Кроме того, этот эксперимент напрямую доказал нелокальный характер квантовых корреляций — оказалось, что корреляции существуют в любой момент времени и не переносятся каким-либо электромагнитным сигналом.

Значительно позже, в 1989 г., был предложен еще один эксперимент, так называемый эксперимент Франсона. Франсон сам не проводил эксперимента, он просто предложил схему создания и наблюдения нелокальной интерференции [7], а уже потом эту схему удалось реализовать трем независимым группам. Я буду рассказывать только об одной из них [6], но все они привели к одинаковым результатам [8, 9]. Эксперимент Франсона — это совершенно удивительный эксперимент, который прямо демонстрирует нелокальность квантовой теории. Дальше я буду говорить о нелокальности квантовой теории — этот термин уже установившийся — и поэтому надо прямо в течение моей лекции начинать привыкать к тому, что квантовая теория является нелокальной теорией.

Итак, в чем же состоит идея эксперимента Франсона? Берется тот же самый S-P-S каскад, но в очень необычном варианте. Подбирается такой атом (рис. 7), чтобы верхний S уровень очень медленно и долго распадался за характерное время τ_1 , но как только атом попадает на

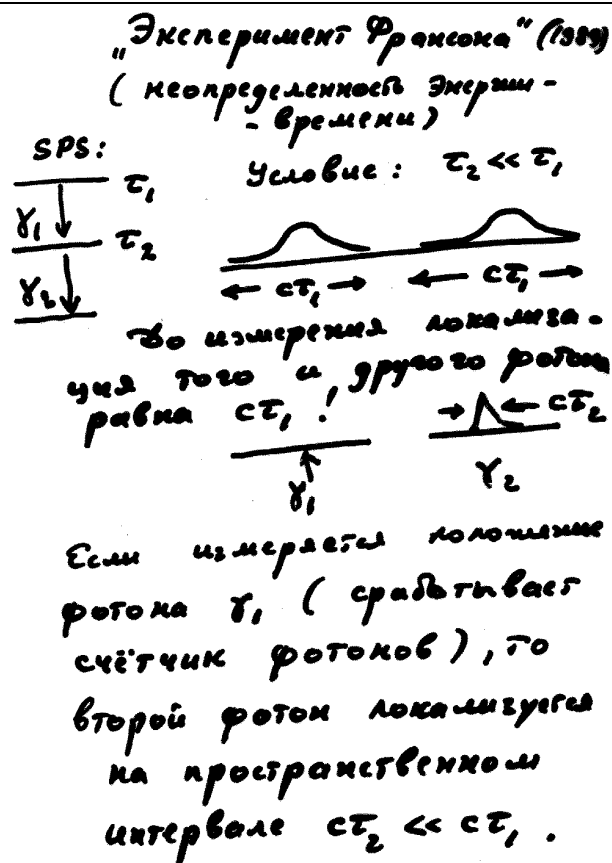


Рис. 7.

промежуточный P уровень, он с очень большой скоростью переходит в нижнее S состояние, так что τ_2 — время жизни P состояния — значительно меньше τ_1 .

Теперь рассуждаем с точки зрения квантовой механики. До всяких измерений квантовая механика не может сказать, в какой момент излучится второй квант. Он (второй квант) будет ждать того момента времени, когда этот атом перейдет с верхнего S уровня на промежуточный. А это время большое — τ_1 . Поэтому до каких-либо измерений и первый квант, и второй квант не локализованы во времени и соответственно не локализованы в пространстве, так что пространственная ширина соответствующих пакетов в обоих случаях есть σ_{t1} .

Теперь предположим, что на пути этого первого кванта вы ставите фотодетектор, и он в каком-то месте, в пространстве, неожиданно вам детектирует вот этот фотон — γ_1 . Если он продетектировал фотон γ_1 , а эти фотоны скоррелированы, они летят в разные стороны, то на таком же расстоянии в противоположном направлении фотон γ_2 будет сразу же зафиксирован, т.е. весь его широкий волновой пакет исчезнет, и останется только небольшая область шириной масштаба σ_{t2} . Итак, если измеряется положение фотона γ_1 , т.е. срабатывает счетчик фотонов, то второй фотон локализуется на пространственном интервале σ_{t2} значительно меньшем σ_{t1} . Короче говоря, положения двух фотонов взаимно согласованы с точностью до ширины σ_{t2} , но до измерения совершенно невозможно сказать, в какой именно части большого пакета шириной σ_{t1} каждый из них находится. Более того, можно вырезать из большого пакета первого фотона два неперекрывающихся пакета, каждый шириной σ_{t2} и тогда во втором скоррелированном пакете автоматически вырежется подобная структура, составленная из двух узких пакетов. Дальнейшие рассуждения Франсона мне будет удобнее излагать, опираясь на конкретный экспериментальный материал, полученный в одной из групп [6]. Я уже говорил, что таких групп было три [6, 8, 9]. И вот один из этих экспериментов (рис. 8). Как он проводился? Вот здесь имеется источник коррелированных фотонов — это нелинейный кристалл, превращающий падающий фотон с очень точно определенной частотой в два фотона с существенно хуже определенными частотами: один имеет (приблизенно, с точностью $\approx 1/\tau_2$) частоту ω_1 , другой $-\omega_2$. Здесь можно поставить фильтры, которые пускают, например, γ_1 — вправо, γ_2 — влево. Дальше каждый из фотонов попадает в интерферометр типа Маха – Цендера, который устроен следующим образом: у него на входе имеются полупрозрачные зеркала, так что падающий на это зеркало пучок расщепляется на два — пополам по интенсивности. Половина интенсивности проходит насквозь, а вторая половина идет по более длинному пути, здесь она отражается от зеркала и возвращается к этой точке, где снова находится полупрозрачное зеркало, здесь две половины встречаются и летят дальше. Благодаря этому второму полупрозрачному зеркалу в интерферометре Маха – Цендера удастся наблюдать интерференцию. Дело в том, что вероятность регистрации фотона счетчиком D (см. рис. 8) равняется $1/2$ только в случае некогерентного пучка, т.е. когда характерная длина волнового пакета фотона меньше разности хода между большим и малым коленами интерферометра. Если же частота является хорошо определенной величиной, вероятность зарегистрировать фотон счетчиком осцил-

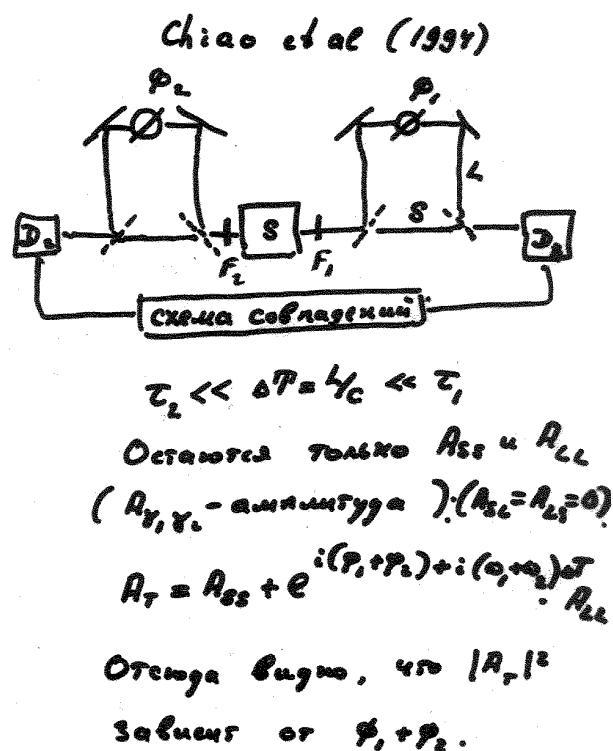
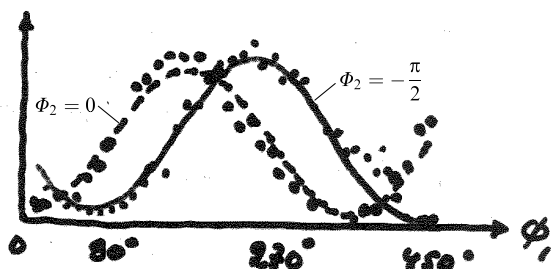


Рис. 8.

лирует и определяется разностью фаз между двумя путями, пройденными фотоном в интерферометре. Кроме того в одном из интерферометров (левый интерферометр на рис. 8) есть некоторое устройство, способное как бы менять длину большого пути и скачком изменять фазу на некоторую величину (она выбиралась равной $\pi/2$), а в другом (правый интерферометр на рис. 8) — плавно, в пределах нескольких π по фазе. Условия эксперимента подбираются так, чтобы τ_2 было значительно меньше, чем время пролета фотона по длинному пути. Вследствие этого никакой внутренней однократной интерференции ни в одном из интерферометров наблюдаться не может, поскольку неопределенность значений индивидуальных фаз ϕ_1 и ϕ_2 значительно больше π . Это означает, что и детектор D_1 , и детектор D_2 будут срабатывать ровно в половине случаев после попадания таких квантов в первый и второй интерферометр. С другой стороны, это время пролета фотона выбирается значительно меньшим, чем τ_1 , поэтому как полная энергия, так и суммарная фаза $\phi_1 + \phi_2$ определены с огромной точностью. Это позволяет наблюдать интерференцию в очень странных условиях, когда удаленные кванты, каждый из которых попадает в независимые интерферометры и которые следуют далее по короткому и длинному путям в разных интерферометрах, регистрируются двумя независимыми детекторами D_1 и D_2 . Возникает потрясающая ситуация, — кажется, что никакой интерференции здесь вообще не может быть, потому что и первый детектор срабатывает независимо, и второй детектор срабатывает независимо, но они включены на схему совпадений! Что это дает? Вспомните то, что я рисовал на картинке (см. рис. 7): если измеряется положение одного кванта на некотором расстоянии от источника, то в тот же самый момент и второй квант оказывается на том же самом расстоянии (естественно с другой стороны от источника). А у нас (см.

Результаты эксперимента.

Число совпадений



Результаты для двух значений Φ_2 хорошо совпадают с квантовой теорией.

$S = -2.63 \pm 0.08$ противостоит $|S| \leq 2$ — согласно гипотезе о скрытых параметрах
Скрытых параметров нет!

Рис. 9.

рис. 8), для того чтобы два детектора сработали одновременно, необходимо, чтобы оба кванта одновременно двигались либо по коротким, либо по длинным путям, каждый в своем интерферометре. И для того, чтобы найти вероятность такого процесса, необходимо учесть интерференцию между короткой-короткой и длинной-длинной амплитудой распространения двух фотонов. Оказывается, что в этих условиях нужно взять и просуммировать обе эти амплитуды, взять от них квадрат, и тогда именно этот квадрат и покажет какова вероятность одновременного срабатывания двух детекторов. Получающаяся интерференционная картина (рис. 9) по внешнему виду мало чем отличается (у нее только поменьше интенсивность, за счет того, что часть фотонов просто не попадает на детекторы, другая часть регистрируется ими не синхронно) от той, которая возникла бы от начального кванта с суммарной частотой $\omega_1 + \omega_2$, попади он в один из интерферометров, но на самом деле, эта интерференция существенно нелокальна, поскольку одновременно затрагивает сразу две удаленные частицы.

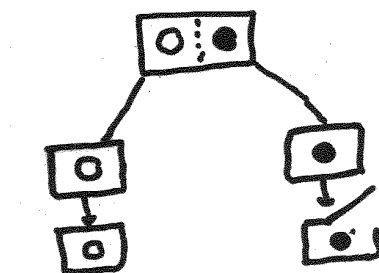
Вот вам результаты экспериментов, которые были проведены (в данном случае это группа Chiao с сотрудниками [6], но есть и два других эксперимента [8, 9]). Здесь (см. рис. 9) приведены две экспериментальные кривые для разных значений Φ_2 , Φ_1 . Скачкообразное изменение фазы второй кривой вызвано включением устройства (см. рис. 8), скачком изменившим Φ_2 на $\pi/2$. Вы видите самую настоящую интерференционную картину, синусоидально зависящую от полной фазы $\phi_1 + \phi_2$ —

интенсивности при этом могут падать до 0 и могут подниматься до максимальных значений. Франсон [7] далее показывает, что нет никакой логической возможности объяснить такую интерференцию с позиции локальных "элементов физической реальности". Действительно, легко показать, что любое предположение об "объективном" (т.е. до всякого измерения) существовании у отдельной частицы таких характеристик, как энергия и положение в пространстве, находится в прямом противоречии с опытными данными. А величина S (ее определение см. на рис. 5), которая в любом варианте теорий со скрытыми параметрами не должна была бы быть (по модулю) больше 2, здесь оказалась равной -2.63 ± 0.08 (при $\Phi_2 = 0, -\pi/2$ и $\Phi_1 = \pi/4, 3\pi/4$).

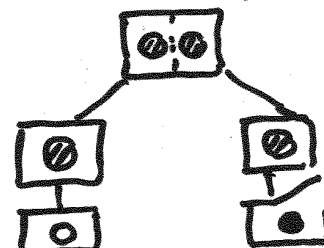
3. Запутанные состояния и форма Шмидта

Все эти эксперименты показывают, что теория скрытых параметров отвергнута, причем с гигантской точностью. Это значит, что скрытых параметров нет. Теперь я поясню, что же это означает с более наглядной точки зрения, что значит есть, или что значит нет скрытых параметров. Для этого удобно воспользоваться следующей простой аналогией. Предположим, что у нас имеются два шара — шар белый и шар черный (рис. 10), мы их кладем в ящик, затем поболтаем этот ящик, вставим перегородку, не зная, в каком из двух новых ящичков находится какого цвета шар, и начнем разносить эти ящички друг от друга. В классическом случае у нас есть скрытые параметры, мы не знаем их, но они есть. В одном ящичке у нас находится черный цвет, а в другом ящичке — белый цвет. Мы не знаем, в каком ящичке

Шары классические (цвет — скрытый параметр).



Квантовая теория:



Цвет не является при открытии ящичка

— Квантовая теория нелокальна
— Имеются мгновенные связи
— Квантовая теория — теория нереализуемая (Вигнер)

Рис. 10.

какой цвет находится, но мы знаем, что этот цвет сохраняется и нигде не исчезает, поэтому это и есть скрытый параметр. Откроем первый ящик. Если мы увидели черный цвет, то мы сразу знаем, что во втором ящике — белый цвет. В данном случае никаких дальнедействующих или нелокальных связей, конечно, нет, просто начальная корреляция приводит к тому, что если мы увидели скрытый параметр — черный цвет одного шара, то тем самым мы узнали и скрытый параметр другого. В общем, я думаю, тут все довольно ясно.

Квантовая теория прямо противоречит этой простой картинке, и вот это нужно очень четко понять. В квантовой теории нет скрытых параметров и до измерения у соответствующего шара нет ни белого цвета, ни черного цвета, можно сказать, что он вообще не имеет цвета, т.е. до измерения мы не имеем права рассуждать о цветовых свойствах индивидуального шара. Мы можем только говорить о том, что два шара (сразу два, а не каждый по отдельности!) находятся в суперпозиции белого и черного цвета, и эта суперпозиция такова, что если мы измерим один шар и увидим, что у него черный цвет, то второй будет белым и, наоборот, если первый окажется белым, то второй сразу окажется черным. Вот такие тесно скоррелированные состояния двух квантовых систем (и о них я и буду говорить в дальнейшем) называются в квантовой механике запутанными состояниями. Итак, предположим, что у нас вот эти цвета запутаны между собой таким образом, что если у одного шара появится черный цвет, то второй сразу становится белым. Вот теперь мы разнесли эти шары, у шара нет никакого цвета — ни белого, ни черного. Открываем ящик. Предположим, здесь мы увидели черный цвет, это означает, что автоматически второй шар окрасится в белый цвет. Он окрашивается в момент открытия ящика. До открытия ящика ничего не происходит, только в момент открытия первого ящика у второго появляется (противоположный) цвет.

Вы можете сказать, что да, квантовая механика так устроена, что есть проекционные операторы, которые случайным образом проектируют квантовое состояние в один из цветов, в данном конкретном случае он оказывается белым. Вопрос: что такое проекционные операторы? Какой реальный необратимый физический процесс соответствует этой чисто формальной процедуре? Для того чтобы обсуждать этот вопрос, нужно вернуться к вопросу квантовых корреляций. Предположим, у нас имеются две квантовых системы: система A и система B . Мы пока не знаем, что это такое, просто квантовые системы с каким-то набором переменных. Если эти системы не коррелированы друг с другом, то тогда их совместная волновая функция выражается в виде прямого произведения волновой функции одной квантовой системы на волновую функцию второй квантовой системы. И соответственно уравнение Шрёдингера расщепляется, в нем разделяются переменные, и оно превращается в два уравнения Шрёдингера: одно только по отношению к переменным A , а другое — по отношению к переменным B . Вы можете написать два уравнения Шрёдингера, они никак не связаны между собой. Можно, например, считать, что B — это внешний мир, а A — это изолированная система. Вот вы изолировали систему и после этого говорите: между этой системой и внешним миром нет никаких связей, поэтому A эволюционирует в соответствии с уравнением Шрёдингера, а как эволюцио-

Квантовые корреляции

A B Если $\Psi_{AB} = \Psi_A \Psi_B$,
то квантовые системы A, B
не коррелированы

Если $\Psi_{AB} \neq \Psi_A \Psi_B$, то называется
запутывание (entanglement).

$\uparrow A$
 $\downarrow B$ - синглет - простейший пример

$\Psi_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |1\rangle_A |0\rangle_B - |0\rangle_A |1\rangle_B \}$

Это состояние максимально
запутано.

Пусть $\Psi_{AB} = \cos \theta |1\rangle_A |0\rangle_B - \sin \theta |0\rangle_A |1\rangle_B$

При $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$ запутывания нет.

При $\theta = \pi/4$ - максимальное запутывание

Ψ_{AB} - квантовый элемент
матери.

Рис. 11.

нирует внешний мир, вас не волнует, потому что все равно вы знаете, что эти переменные полностью разделились. Совсем другая ситуация возникает, если $\psi(A, B)$ -совместная волновая функция, не равная такому произведению. Это означает, что волновые функции или две системы скоррелированы между собой, и их волновая функция неразделима. Что это означает? Возьмем сначала простейший пример, который был предложен Бомом. Предположим, имеется одна квантовая система — это спин одной частицы, вторая квантовая система — это спин второй частицы, а совместная их функция — это так называемое синглетное состояние (рис. 11). Это суперпозиция двух возможностей, первой, когда спин частицы a направлен вверх, а спин частицы b — вниз, и противоположной — у частицы a спин направлен вверх, а у частицы b направлен вниз. Это синглет Боме. Если эти частицы разлетятся далеко друг от друга, то все равно это синглетное состояние сохранится, и поэтому, если мы измерим направление одного спина в этом синглете, то второй сразу автоматически будет известен — он будет направлен в противоположную сторону. В синглете спины всегда направлены в противоположные друг другу стороны. Это состояние запутанное. Причем для двух спинов это максимально запутанное состояние, что я сейчас поясню. Как можно было бы из этих же стрелочек построить другие запутанные состояния?

Очень просто. Вот я возьму бомовскую волновую функцию, она написана в обозначениях Дирака (в данном случае они имеют вполне наглядный смысл) и напишу здесь вместо числового множителя $1/\sqrt{2}$ амплитуду $\cos \theta$, а здесь — амплитуду $\sin \theta$. Теперь смотрите (см. рис. 11), если я возьму $\theta = 0$, то первое слагаемое умножится на 1, а второе — на 0, и у меня волновая функция превратится в произведение одной на вторую, т.е. мы получим незапутанное состояние. А если мы возьмем $\theta = \pi/2$, то получим другой вариант незапутанного состояния. То есть, меняя угол θ , мы можем менять степень запутанности, и максимальная запутанность возникает при $\theta = \pi/4$.

Сейчас я вам расскажу, в каком смысле такое состояние можно считать простейшим вариантом квантового элемента памяти. Для того чтобы понять и привыкнуть к тому, что такое квантовый элемент памяти и что такое мера запутывания, полезно иметь в виду общее определение меры запутанного состояния, которое было совсем недавно, буквально в прошлом году, предложено Бенетом, Бернштейном, Попеску и Шумахером [10]. Мера запутывания обозначается через букву E и она определяется следующим образом. Предположим, имеются две квантовые системы, A и B . Оказывается, что для двух квантовых систем A и B можно всегда выбрать запись ее волновой функции в некотором определенном виде, который называется формой Шмидта. Форма Шмидта может быть получена следующим образом. Пусть вы имеете систему A , волновая функция которой определена на каком-то базисе единичных векторов как суперпозиция разных единичных векторов с какими-то коэффициентами, и систему B , которая также определена на других единичных векторах с какими-то коэффициентами. Обозначим эти базисные функции буквами α и β . У вас имеется огромный произвол в выборе конкретного базиса — любое унитарное преобразование позволяет вам создать новую систему базисных векторов ничем не хуже старой. Но для того, чтобы получить форму Шмидта для заданной волновой функции ψ двух систем A и B , эти векторы должны быть выбраны строго определенным образом. А именно, умножим скалярно ψ на любой единичный вектор, определенный в некотором базисе α , и, аналогично, на вектор, определенный в β , и потом эти α и β вращаем до тех пор, пока не найдем максимум этого скалярного произведения. После того, как мы нашли максимум этого скалярного произведения и увидели, что он равен c_1 , мы пишем первый элемент этой формы Шмидта: $c_1 |\alpha_1 \beta_1\rangle$, одновременно однозначно зафиксировав первую базисную функцию $|\alpha_1 \beta_1\rangle$. Потом мы переходим в ортогональное (к первой базисной функции) пространство и повторяем ту же операцию еще раз. Мы найдем следующий член разложения с меньшим коэффициентом c_2 и вторую базисную функцию $|\alpha_2 \beta_2\rangle$. И т.д. идем до тех пор, пока не дойдем до 0. Предположим, что это происходит на некотором шаге d , т.е. c_i нумеруются от 1 до d . Тогда число d называется размерностью пространства, а вот это представление ψ в базисе функций $|\alpha_i \beta_i\rangle$ и называется формой Шмидта (рис. 12). Поскольку единичные векторы определены с точностью до произвольной фазы, то можно всегда сделать все эти коэффициенты c_i действительными. После того, как такая операция проделана, можно ввести понятие меры запутывания. Она определяется таким образом: $E = -\sum c_i^2 \log_2 c_i^2$.

**Беннетт, Шумахер -
мера запутывания E .**
**Общий вид запутанного
состояния:**
$$\psi(A,B) = \sum_{i=1}^d c_i |\alpha_i\rangle |\beta_i\rangle -$$

- форма Шмидта.
 **c_i - действительные числа
 d - размерность запутывания**
$$E = - \sum_{i=1}^d c_i^2 \log_2 c_i^2 - \text{мера}$$

запутывания.
**У синглета $E = 1 \text{ бит}$
(1 забит)**
 **N синглетов имеют
 N забит (запутанной
информации)**
**Унитарные преобразования (т.е.
согласно уравнению Шрудинера)
не меняют E .**

Рис. 12.

Зачем логарифм при основании 2? Для того чтобы получить все это выражение в битах. Посмотрим, чему равна мера запутывания E для максимально запутанного синглетного состояния, когда $\theta = \pi/4$. Тогда коэффициент при каждом из членов есть $1/\sqrt{2}$, его квадрат — $1/2$, логарифм 2 при основании 2 — это 1. Когда я все это сложу: $(1/2 \times 1) + (1/2 \times 1)$, я получу 1. Значит, у синглета мера запутывания равна 1 биту. Сразу замечу, что, поскольку мера запутывания не имеет прямого классического аналога, во избежание недоразумений, эту величину принято выражать в специальных единицах — забитах (забит, т.е. запутанный бит). Аналогично, для полностью факторизованного состояния при $\theta = 0$, $\pi/2$ запутанность отсутствует и ее мера E становится равной нулю. Обращаю ваше внимание на то, что измерение направления спина у одной (достаточно только у одной — квантовая механика нелокальна!) из частиц, входящих в состав синглета, мгновенно превращает запутанное состояние ($\theta = \pi/4$) в факторизованное ($\theta = 0$ или $\theta = \pi/2$) и, таким образом, мгновенно уничтожает один бит (забит) квантовой памяти.

4. Квантовая необратимость и вероятность

Синглет является простейшим примером запутанной системы, но подобные необратимые переходы происходят и в других, более сложных системах к рассмотрению которых, мы сейчас и переходим. Пусть у нас имеются

две произвольные квантовые системы — A и B . Что произойдет с ними после того, как они взаимодействовали между собой? Согласно общему подходу, в результате взаимодействия волновая функция перестала быть равной произведению волновой функции, зависящей только от переменных системы A , на волновую функцию — только от переменных B . Значит, тогда можно написать их общую волновую функцию в виде вот такого разложения: по-английски оно называется Schmidt decomposition и найти число бит, определяющее меру запутывания двух подсистем. В экспериментах Юрия Лукича Соколова [11] это число чуть меньше 1, но не так уж мало. Оказывается, что любые унитарные преобразования, производимые над одной системой, либо над другой, либо с участием третьей системы вот этой запутанности уже изменить не могут. Если система эволюционирует в соответствии с уравнением Шрёдингера без всякой необратимости, то эта запутанность сохраняется вечно и вы никакими ухищрениями не сможете получить прямое незапутанное произведение двух волновых функций. То есть у нас получается так, что вот эта информация, которая вложена во взаимодействующие системы с самого начала, не будь необратимых процессов, сохранялась бы вечно, и тогда бы весь наш мир был бы жутко запутан, потому что он состоял бы из абсолютно перепутанных состояний, которые бы вечно помнили всю информацию друг о друге.

На самом деле, в нашем мире такой ситуации нет, и запутанность со временем исчезает, так что стирание информации, взаимной информации одной квантовой системы по отношению к другой — это и есть один из простейших вариантов необратимых процессов и, может быть, даже самый принципиальный необратимый процесс в квантовой механике, который мы можем себе представить. Итак, что это за необратимость, приводящая к стиранию квантовой памяти?

При стирании квантовой памяти, волновая функция должна из такого запутанного состояния (рис. 13) превратиться в прямое произведение двух волновых функций. Видно, что стирание происходит только благодаря необратимому взаимодействию с внешним миром. И внешний мир стирает информацию таким образом, что каждая из квантовых систем попадает только в одно из ортогональных состояний.

Пусть у нас имеется некоторая система A , имеющая только четыре квантовых состояния A (см. рис. 13). В результате взаимодействия с системой B , пусть даже имеющей очень большое число состояний, у нас возникает запутанное состояние, составленное только из четырех слагаемых, и каждое из них содержит произведение волновых функций двух систем с некоторым действительным коэффициентом c_i . На самом деле, то, что я рисую, есть повторение одной и той же системы многократно, т.е. то, что называется квантовый ансамбль. Если у нас имеется квантовый ансамбль, то даже после взаимодействия у нас остается ансамбль чистых квантовых состояний — пусть запутанных и зависящих от переменных сразу двух систем. И только соприкосновение системы B с третьей системой, и не просто третьей системой, но необратимым внешним окружением, приводит к забыванию квантовой информации. После этого чистая (но запутанная) волновая функция коллапсирует только в одно состояние с вероятностью, определяемую коэффициентом c_i^2 . Повторим

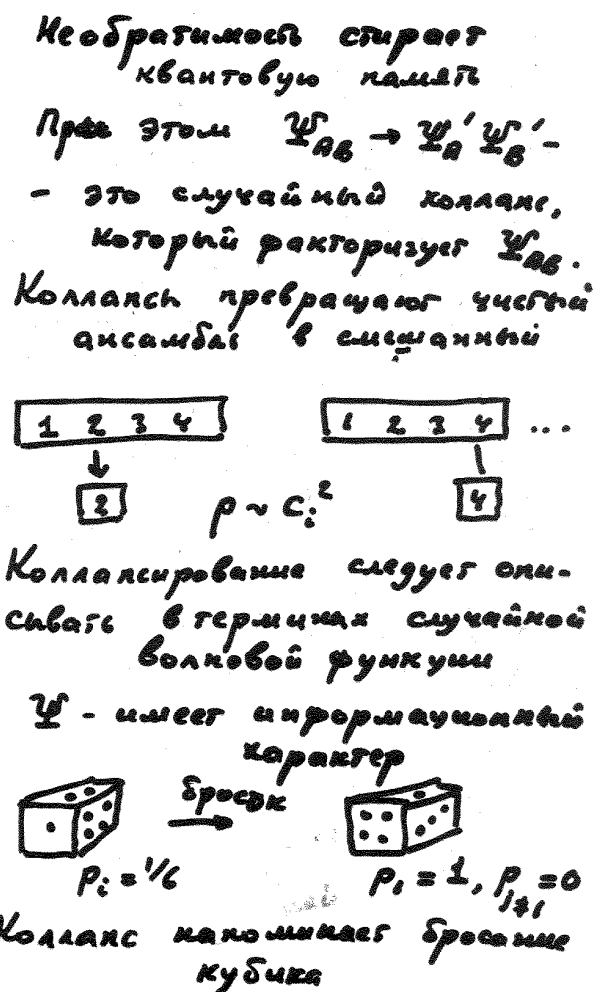


Рис. 13.

эксперимент еще раз, она может случайно сколлапсировать в другое состояние. То есть начальный ансамбль совершенно тождественных квантовых состояний после соприкосновения с необратимым окружением превращается в набор различных (в данном примере таких состояний четыре) состояний. Итак, после каждого эксперимента с очередным представителем ансамбля у нас получается система, сколлапсировавшая в одно из состояний, а в сумме, если мы проводим эксперименты многократно, мы наберем статистику, и тем самым определим вероятность конкретного конечного состояния.

Вернемся еще раз к картинке, которую я демонстрировал в самом начале (см. рис. 2). То, что мы видим, есть результат взаимодействия электрона с молекулами бромистого серебра, которые расположены в светочувствительном слое фотопластинки. Поэтому (несколько упрощенно, но логически последовательно) можно считать, что после попадания электрона в светочувствительный слой, возникает размытая по всей фотопластинке многокомпонентная, сильно запутанная волновая функция, составленная из компактных волновых функций собственно электрона и атома серебра (возникшего вследствие химической реакции разложения молекулы бромистого серебра). За счет необратимости окружения, эта запутанность стирается и каждый раз размытая волновая функция коллапсирует в точку на фотопластинке. Именно таким образом в фотопластинке осуществ-

вляется необратимый процесс регистрации одного электрона, а если много раз повторять эксперименты, то мы увидим интерференционную картину. Это значит, что у нас чистый ансамбль, как говорят в статистической механике, превращается в смешанный ансамбль. Но на самом деле, каждого представителя этого смешанного ансамбля можно считать новой квантовой системой. Вы ее можете тоже назвать "чистой"; только после регистрации она будет эволюционировать иначе, но об этом я расскажу чуть позднее.

Итак, мы видим, что стирание квантовой информации автоматически приводит к коллапсам волновых функций. При коллапсе сохраняется только одна компонента волновой функции, все остальные стираются или уничтожаются. Рассуждая именно таким образом, можно дать ответ на поставленный в начале лекции вопрос: как в квантовой механике появляются вероятности, без привлечения откуда-то со стороны формализованного аппарата проекционных операторов?

5. Квантовый и классический хаос атомарного газа

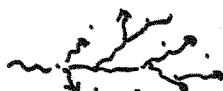
Для того чтобы понять, как устроена физика коллапсов, удобно рассматривать некоторые конкретные системы. Мы с моим сыном Михаилом довольно долго занимались этим вопросом и набрали уже немалое количество примеров квантовых систем, в которых происходят такие процессы коллапсирования. Самые удобные системы — это атомарный газ при комнатной температуре, когда, на первый взгляд, квантовые эффекты являются несущественными. Пусть даже, для наглядно-

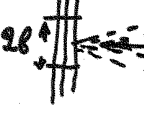
сти, это будет воздух при нормальных условиях. Мы можем взять и воздух, поскольку в нашем дальнейшем рассмотрении наличие или отсутствие у молекул вращательных степеней свободы не играет сколько-нибудь существенной роли. С точки зрения классической физики, газ является жутко стохастической системой, небольшое возмущение приводит к экспоненциально быстрому отклонению новой траектории от первоначальной. Стохастическое поведение атомов газа в квантовой механике, хотя и выглядит близким образом, но вызвано совсем другими причинами.

Для удобства рассуждений рассмотрим сначала некоторую пробную частицу — это может быть частица с почти такими же свойствами, например, какой-нибудь изотоп или изотоп, если изотопические эффекты несущественны. Вот частица летит и сталкивается с атомами. Она сталкивается и рассеивается, как мы знаем из классической механики, на средней длине свободного пробега λ . С точки зрения классической механики, на этой длине атом один раз столкнется, потом полетит по другой траектории. Но с точки зрения квантовой механики, все происходит по-другому, потому что волновая функция атома всегда более или менее размыта в пространстве, поэтому когда частица, пусть даже в виде небольшого волнового пакета, движется в газе, возникает много рассеянных волн — очень много рассеянных волн.

Вопрос из зала: Но с малой амплитудой?

Но с малой амплитудой. Таким образом, у нас возникает вопрос, что будет происходить с этими рассеянными волнами? Давайте шаг за шагом попытаемся понять, что будет происходить. Сначала рассмотрим обратимую систему. То есть допустим, что мы взяли маленький комочек газа, полностью изолировали его от

Коллапс необратим.
Атомарный газ — простейшая необратимая система.
Как выглядят волновые функции атомов газа?
Пробная частица (изотоп).
 m — масса, n — плотность,
 $\lambda = h / \sqrt{2mE}$ — длина пробега,
 $v_T = \sqrt{3kT/m}$ — тепловая скорость,
 $\lambda_D = h / m v_T$ — ср. длина волн де Бройля
 рассеянные волны
В изолированной системе эволюция обратима: $t \rightarrow -t$ ничего не меняет. Это означает:
рассеянные (расходящиеся) +
+ сходящиеся волны

При контакте с окружением (термостатом) остаются только расходящиеся волны
Обратим время:  Частица зрима!
сходящиеся волны
Волновой пакет
Частица 1 Частица 2
 сати частица 2
коллапсирует пакет, то
волновая функция частицы 1
Тоже испытывает коллапс
(парадокс Эйнштейна — Розена — Подольского)
 Δv — размер 1-ой зоны Френеля:
 $\Delta v \sim \sqrt{\lambda \lambda_D}$

внешнего мира, после этого атомы ведут себя в точном соответствии с уравнением Шрёдингера (следовательно, полностью обратимо), и преобразование волновой функции системы от одного момента времени к другому производится с помощью унитарного преобразования. Это с точки зрения математики. А с точки зрения физики, полная обратимость означает следующее. Если мы в какой-то момент мысленно повернем время назад, то все эти стрелочки нужно повернуть в другую сторону (рис. 14). Поэтому все эти расходящиеся волны начнут сходиться и, в конце концов, они должны слиться в начальный волновой пакетик, с которого мы стартовали. Значит, полная обратимость предполагает, что у нас одновременно должны существовать и сходящиеся волны, и расходящиеся волны.

А теперь пусть этот газ находится в слабом контакте с окружающим миром. Представить себе ситуацию, чтобы все сходящиеся волны были бы так точно согласованы между собой по фазам, чтобы они снова слились в маленький пакетик, — по-моему, просто невозможно. Мы должны сказать, что если имеется внешнее возмущение, то все сходящиеся волны нужно вычеркнуть так же, как это делается в электродинамике, и остаются только расходящиеся волны. Значит, слабый контакт с внешним миром приводит к тому, что остаются только расходящиеся волны. Попробуем теперь оценить характерные размеры волновых пакетов. Будем рассуждать так. Возьмем кубик масштаба длины пробега. Ясно, что

вся память, квантовая память и любая какая-нибудь другая память на масштабах порядка длины свободного пробега должна исчезнуть. Частицы забывают о том, с кем и как они столкнулись за время масштаба среднего времени пробега и на длине масштаба длины пробега. Если так, то это означает, что мы уже наметили грубый масштаб тех волновых пакетов, которые могут быть у атомов газа. Эти волновые пакеты не могут быть больше длины пробега. Но на самом деле, их размеры еще меньше.

Это можно увидеть следующим образом. Для этого еще раз потребуются рассуждения в духе парадокса Эйнштейна–Розена–Подольского, т.е. в духе коррелированных волновых функций. Пусть у нас имеются две частицы (см. рис. 14): после того, как они испытали столкновение, они расходятся на далекое расстояние. Если на некотором расстоянии, на расстоянии масштаба λ , со второй частицей происходит некоторый необратимый процесс, допустим, она коллапсирует в некоторую область масштаба b , то при этом и первая волновая функция тоже испытывает коллапс, потому что коллапс коррелированных квантовых систем не может происходить на каждой из частиц по отдельности. Происходит взаимное стирание памяти, и поэтому происходит коллапс сразу двух частиц. Дальше можно теоретически построить, а можно из простых соображений типа зон Френеля понять, что если вторая частица испытывает коллапс, то поскольку обе частицы были испущены из

Рассмотрим случай одного измерения:

$$\text{Пусть при } t=0 \quad \psi_0 = A \exp(-(\kappa - \kappa_0)^2 / 2\Delta^2) \exp(i\kappa x) \\ x_0 = vt = \frac{\hbar \kappa}{m} t.$$

$$\psi = \exp(i\kappa x - (\kappa - \kappa_0)^2 / 2\Delta^2), \quad \psi^* = \exp(-i\kappa x - (\kappa - \kappa_0)^2 / 2\Delta^2),$$

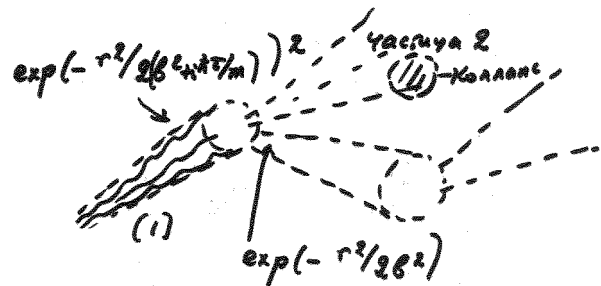
$$\Delta^2 = \sigma^2 + i\hbar t / m.$$

$$\kappa - \delta\kappa \text{ (медл. частица)} \quad \kappa + \delta\kappa \text{ (быстрая частица)}$$

Волновой пакет при $t \neq 0$

Волновые функции испытывают коллапс в среднем через промежутки времени $\sim \tau = \lambda / v$.

Попытаемся найти σ^2 (для пакета в трех измерениях)



Коллапс частицы (2) дает коллапс частицы (1).

Вернемся по частице (2) назад по времени на $vt = \tau$:

$$\psi = \exp\left[-(\kappa - \kappa_0)^2 / 2\Delta^2\right] \\ (\Delta^*)^2 = \sigma^2 - i\hbar\tau / m.$$

Частица (2) создает фактор

$$\exp\left[-(\kappa - \kappa_0)^2 / 2(\Delta^*)^2\right].$$

$$\frac{1}{(\Delta^*)^2} + \frac{1}{\Delta^2} = 1/\sigma^2 \Rightarrow \frac{\sigma^2}{\sigma^2 + i\hbar\tau/m} = \sigma^2$$

$$\text{Отсюда: } \sigma^2 = \hbar\tau / m.$$

$$\text{Пакет нумирует: } \langle x^2 \rangle = \sigma^2 \rightarrow 2\sigma^2 \rightarrow \sigma^2 \rightarrow 2\sigma^2$$

Рис. 15.

одного источника, первая частица локализуется на размере масштаба первой зоны Френеля. Из этих простых соображений можно найти размер волнового пакета b атома газа. Он оказывается средним геометрическим, т.е. корнем квадратным, из длины волны де Бройля λ_b и длины пробега λ , т.е. он заметно меньше длины пробега.

Я, может быть, не буду излагать сейчас все детали, потому что все это уже напечатано и те, кто интересуется, могут прочитать статью [12]. Но все-таки, для полноты картины, я расскажу, как можно оценить эту величину. Сначала рассмотрим случай одного измерения (рис. 15). Если в начальный момент времени мы зададим волновой пакет в виде плоской волны, ограниченной некоторой гауссовой огибающей, то, воспользовавшись нестационарным уравнением Шрёдингера, можно найти, как он эволюционирует во времени. Он расширяется потихонечку, причем вперед убегает более коротковолновая часть, а более длинноволновая — остается позади. Это возникает из-за дисперсии. На своих лекциях студентам физтеха я подробно рассказываю, как все это происходит. Но я думаю, и так ясно, что из-за дисперсии в квантовой механике именно так все и будет происходить. Разобравшись с этим, нетрудно теперь понять, что и трехмерный (объемный) пакет расплывается по каждому измерению в точности так же. Но он находится не в пустом пространстве, поэтому на длине свободного пробега он обязательно столкнется с одним из атомов газа. Волновую функцию атома мы считаем таким же гауссовым пакетом. После столкновения образуется расходящаяся волна, и волновая функция системы (пробная частица + атом газа) после столкновения становится сильно запутанной. Следующее столкновение (будем считать, что оно сначала произойдет с атомарным партнером) приведет к факторизации (или коллапсированию), т.е. квантовая память о предшествующем столкновении мгновенно сотрется, а волновая функция пробной частицы, как нетрудно убедиться простым пересчетом, будет иметь в точности тот же функциональный вид, как и накануне первого столкновения. Это произойдет, если начальный размер пакета b мы выберем равным корню квадратному из величины $\hbar\tau/m$ ($\hbar$ — постоянная Планка, τ — время между последовательными соударениями, m — масса атома). Из рисунка 15 видно, что при этом у пакета перед каждым соударением мнимые и действительные части, стоящие в показателе гауссовой экспоненты, оказываются в точности равными. Эту величину среднего размера пакета b для наглядности (с помощью простейшей арифметики) можно записать как корень квадратный из длины пробега на длину де Бройля. Для типичной молекулы окружающего нас воздуха простая оценка показывает, что эта величина приблизительно равна: $b \cong 20 \text{ \AA}$, т.е. где-то на порядок превосходит характерный размер молекулы.

Итак, в квантовом случае движение пробной частицы, а в действительности, и любого атома газа, выглядит таким образом. Начальный волновой пакет атома движется, создает множество рассеянных волн (с малой амплитудой — для воздуха из приведенной выше оценки видно, что она порядка 1/10), при этом он медленно расплывается, потом неожиданно только одна из этих рассеянных волн (только одна!) выживает, все остальные уничтожаются и при этом происходит коллапс, волновой пакет (см. рис. 15) немножко, в среднем в $\sqrt{2}$, поджимается, т.е. волновой пакет пульсирует от удара к удару. Но можно пренебречь этой пульсацией, и тогда мы приходим к модели непрерывного коллапсирования.

6. Модель непрерывного коллапсирования. Газ как измерительный прибор

Для описания процесса коллапсирования в рамках одно-частичного уравнения, необходимо обобщить уравнение Шрёдингера таким образом, чтобы оно явно учитывало необратимые процессы взаимодействия с окружающим миром, в данном случае, с атомарными частицами газа. При столкновении два волновых пакета подходят друг к другу и обмениваются импульсами (и, конечно, энергией) и, поскольку каждый из них имеет некоторую неопределенность по импульсам, при обмене импульсами получается как бы диффузия по импульсам. Каждый из волновых пакетов после столкновения дополнительно уширяется по импульсам. Поскольку каждый пакет занимает определенную ячейку в фазовом пространстве, то при этом происходит поджатие по x . Мы можем эту диффузию по импульсам описать простым диффузионным уравнением (рис. 16) и после перехода в конфигурационное пространство мы получаем уравнение Шрёдингера с новым слагаемым, которое приводит к поджатию пакета. Кроме того, здесь добавлено слагаемое, которое учитывает нормировку волновой функции. У нас получилось как бы уравнение для осциллятора, но для осциллятора хитрого — с чисто мнимым коэффициентом упругости. Это и есть модель непрерывного коллапсирования. В этой модели все атомы можно рассматривать как волновые пакеты стационарной формы, они движутся по классическим траекториям и при прохождении пакетов друг сквозь друга они либо с небольшой

Модель непрерывного коллапсирования

Неопределенность энергии

$$\delta E \sim \hbar/\tau = \hbar^2 x^2 / 2m \Rightarrow x^2 = m/\hbar\tau$$

За счет столкновений пакетов

неопределенность по x возрастает:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2\tau} \frac{\partial^2 \psi}{\partial k^2}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial k^2} \rightarrow -(x-x_0)^2 \text{ в координатном представлении}$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - i \frac{m(x-x_0)^2}{2\tau} \psi + i\hbar \psi$$

Стационарное решение выглядит

$$\text{как } \exp(-i\omega t + i k x - (x-x_0)^2 / 2\Delta x^2),$$

$$\text{уч } |\Delta x|^2 = \hbar\tau/m$$

волновой пакет

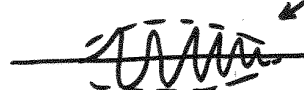


Рис. 16.

вероятностью рассеиваются, либо (с подавляющей) как ни в чем не бывало летят дальше, как бы не заметив факт столкновения. Конечно, формулы для дифференциальных сечений рассеяния частиц (если оно имело место) берутся из квантовой механики, но по сути эти пакеты в рассматриваемой модели уже стали классическими частицами. Да, они представляют из себя волновые образования довольно больших размеров — корень квадратный из длины пробега на длину де Бройля, но все-таки это аналоги частиц. И кинетическое уравнение, описывающее динамику таких квазичастиц, будет уже строиться как чисто классическое. Таким образом, постоянное внутреннее самоизмерение приводит к непрерывному коллапсированию волновых функций, и это же, в конечном счете, приводит к возможности описания газа стандартным аппаратом кинетических уравнений для чисто классических функций распределения. Если мы знаем, как устроена необратимость в газе, то мы можем теперь увидеть, как устроена необратимость того измерительного акта, о котором я говорил в самом начале. Что это такое, с точки зрения микроскопической? Что мы здесь видим?

Сейчас довольно часто можно встретить утверждение (оно повторяется во многих статьях), что все, что мы видим в измерениях и приборах на самом деле является естественным следствием необратимых процессов, тогда, как эволюция в соответствии с уравнением Шрёдингера типична для замкнутых систем. Значит, нам нужно научиться описывать необратимость, а именно уметь описывать тот тип необратимых процессов, который приводит к стягиванию волновой функции до размера одного пятнышка (см. рис. 2) на фотопластинке, т.е. такую необратимость, которую принято называть измерением. Сейчас я покажу, что вместо обычной схемы регистрации электрона фотопластинкой можно использовать другую схему. Предположим, у нас имеется газовый слой (рис. 17), который ограничен какими-то перегородками, эти перегородки удерживают атомы газа, а какую-то частицу с какой-то волной свободно пропускают насквозь. Предположим, в этот газовый слой попадают электроны, прошедшие перед этим через две щели, т.е. схема та же, что и на самой первой картинке (см. рис. 1) — электроны после двух щелей имеют такое же распределение $|\psi|^2$, но они падают теперь не на фотопластинку, а на этот газовый слой (см. рис. 17). Теперь спрашивается, какой необратимый процесс будет происходить в газе? В газе у нас атомы все время сталкиваются между собой, и у них происходит непрерывный процесс поддержания волновых пакетов за счет непрерывного коллапсирования их волновых функций. Как только внутрь проникает волновая функция вот этой частицы, она запутывается с атомами газа. То есть при попадании в газ наша частица запутывается со всеми атомами (а это огромное число), находящимися в это время вблизи перегородки, и при этом еще с каждым атомом возникает дополнительное запутывание, вызванное тем, что волновые функции атома и частицы не представимы в виде прямого произведения одной на другую, а выражаются в виде формы Шмидта, о которой я вам говорил ранее (см. рис. 12). На рисунке 17 я попытался изобразить каждое такое элементарное столкновение частицы с атомом в виде маленькой точки, а уж, конечно, не решился рисовать столь мелкие детали, как расходящиеся волны, и поэтому будем считать, что каждая точка символически изображает одно из базисных ортогональных состояний волновых функций атома, которые должны умножаться на некоторые также базис-

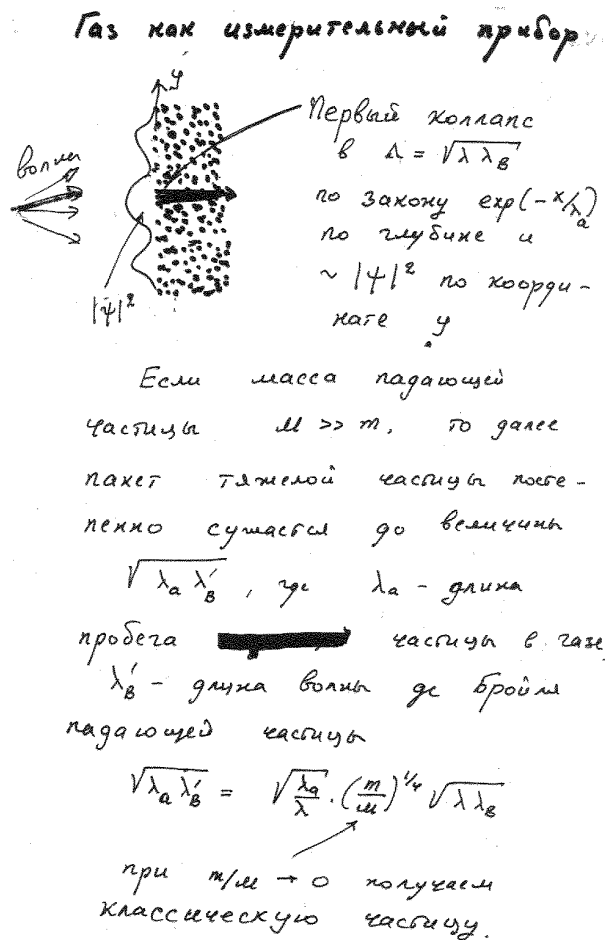


Рис. 17.

ные и ортогональные волновые функции частиц, так, чтобы в сумме получилось представление полной волновой функции в форме Шмидта. Можно также считать, что падающая частица, а в случае, если она электрон, так всегда и будет, имела вначале очень большую (по сравнению со средней тепловой) скорость и тогда эти точки изображают центры испускания вторичных волн. Какая же у каждой точки амплитуда c_i , с которой она входит в форму Шмидта? Она имеет характерную малость $\sim 1/\sqrt{N}$, где N — полное число атомов в приповерхностном слое, кроме того необходимо учесть модуляцию этой величины (см. рис. 17) как по оси y — за счет интерференционной картины, так и в глубь газа, за счет затухания входящей частицы на глубине масштаба длины свободного пробега. Такая, невероятно сложная волновая функция, конечно, не сможет выжить в газе, и, как я уже говорил, за характерное время между столкновениями τ обнаруживается, что только один из атомов испытал столкновение с падающей частицей и волновая функция из размытой по всему газовому слою превращается в совсем небольшое образование с характерным размером, равным корню квадратному из длины пробега на длину де Бройля. Некоторое отличие от приведенной картины возникает в случае, если масса налетающей частицы существенно меньше атомной массы [15]. Оказывается, что с уменьшением массы легкой частицы каждое единичное столкновение с атомом не приводит к полному измерению местонахождения легкой частицы и в пределе очень легкой частицы ее движение в газе будет напоминать прохождение света сквозь мутную среду, т.е.

для нее атомы газа перестают играть роль измерительного прибора. Таким образом, волновая функция электрона после нескольких столкновений, после того, как его энергия станет равной тепловой, будет иметь существенно более разбухший вид [15] по сравнению с волновыми функциями атомов. Однако, как показывают простые оценки, местоположение первого столкновения, пока еще электрон не потерял свою входную энергию, определено именно с такой точностью.

Таким образом, слой газа служит для электрона столь же эффективным измерительным прибором, как и фотографическая пластинка — и там, и здесь происходит очень быстрый коллапс начальной очень большой волновой функции в волновой пакет совсем небольшого размера и там, и здесь по закону $|\psi|^2$. Единственное отличие состоит в том, что это место коллапса остается в фотопластинке в виде скрытого изображения (которое потом можно визуализировать при проявке) и запоминается на многие годы, а в газе память об этом событии исчезает почти мгновенно — за время τ между двумя столкновениями атомов.

Если влетевшая в газ частица имела очень большую массу, то ее дальнейшая динамика (после потери начальной энергии, которая может на несколько порядков превосходить тепловую) приобретает характер беспорядочного броуновского движения. Как раз сейчас в *Physics Letters* будет опубликована наша с сыном статья [14], где рассматривается броуновское движение этой частицы и показывается, что происходит с волновой функцией этой броуновской частицы при ее дальнейшей эволюции в газе. Оказывается, она потихонечку за счет последующих столкновений еще дополнительно сужается, и если эта броуновская частица имеет большую массу, то она превращается фактически в классическую частицу. То есть если вы бросите внутрь газа тяжелую частицу, не электрон, как было здесь, а тяжелую частицу, и потом посмотрите, что происходит с треком волновой функции, не самой частицы, а волновой функции, то можно увидеть, что эта волновая функция сжимается, и частица превращается в классическую (см. рис. 17). Это просто показывает, как устроен механизм появления классических свойств у квантовых объектов. Чем тяжелее частица, чем более она макроскопична, тем более узкий волновой пакет возникает из-за ее взаимодействия, допустим, с газом или с другой необратимой макросистемой.

7. Общий метод описания коллапсов.

Микромир и макромир

Какой же общий подход к описания необратимых процессов в квантовой механике? Он в какой-то мере является комбинацией всего того, о чем я говорил здесь в течение лекции. То есть общий метод заключается в следующем: вместо того, чтобы описывать измерения с помощью абстрактной математической процедуры, откуда-то берущихся проекционных операторов, мы говорим, что в каждой необратимой квантовой системе есть свой внутренний необратимый процесс, который выглядит как коллапсирование, т.е. как уничтожение большей части волновых функций и оставление только малого пакета. Действительно, это похоже на некоторую проекцию на какую-то маленькую область, но это есть физический механизм, который возникает из-за необратимости. Описывать его, оказывается, удобно следующим образом. Нужно взять обычное уравнение Шрёдингера и дополнить его двумя слагаемыми. Это, во-первых,

слагаемое, описывающее регулярное вымывание начальной волновой функции из-за взаимодействия с атомами газа (если это газ). Действительно, когда вы пропускаете частицу через мутную среду, ее начальная волновая функция потихонечку исчезает. Но этого мало. В этом газе существует непрерывный процесс, который является процессом внутренних самоизмерений, и этот процесс осуществляет коллапсы. Эти коллапсы осуществляются случайно, поэтому это уравнение является уравнением для случайной волновой функции (рис. 18). По своему виду оно очень похоже на уравнение Ланжевена. Уравнение Ланжевена пишется для броуновского движения классической частицы и строится таким образом. Будем считать вслед за Ланжевром, что на броуновскую частицу действуют силы двух типов: один тип сил — это медленное торможение частицы за счет вязкости, а второй тип сил — это непрерывные толчки со стороны атомов. Значит, если вы берете такое регулярное затухание из-за вязкости и добавляете толчки со стороны атомов, то можно с помощью уравнения для координаты описать случайное движение броуновской частицы.

Если хотите, можете вместо уравнения для случайной координаты ввести функцию распределения, и тогда написать уравнение Фоккера–Планка для функции распределения. Но уравнение для функции распределения уже не имеет дело с исходным физическим процессом, а это есть просто удобный способ описания случайного процесса. В нашем случае должна быть примерно та же логика рассуждений. Это уравнение (см. рис. 18) для случайной волновой функции, оно расширяет уравнение Шрёдингера на случай необратимых процессов. Здесь τ — это среднее время затухания, а K — некоторый оператор, аналог оператора проектирования, который уничтожает случайную волновую функцию на большей части гильбертова пространства и проектирует ее на одно из ортогональных состояний, так же, как это происходит при забывании квантовой информации. Квантовая информация от предшествующих корреляций стирается и рождается структурированная волновая функция, т.е. забывание. Забывание квантовой информации означает, что у вас волновые функции все время упрощаются. То есть они из сильно запутанных превращаются в произведение, затем за счет взаимодействия между частицами рождается новое запутанное состояние, и необратимость снова стирает квантовую информацию, и так этот процесс повторяется непрерывным образом. Если хотите, можно усреднить этот случайный процесс по ансамблю, и тогда мы получим обычное кинетическое уравнение для матрицы плотности, но нужно понимать, что кинетическое уравнение для матрицы плотности — это есть не исходная физическая картина, а математический аппарат для описания того, что на самом деле лежит в основе всего, т.е. именно такой эволюции, приводящей к случайной волновой функции.

Дальше из такого подхода видно, что такое макромир — тот макромир, или классический мир, в котором мы живем, к которому мы привыкли, в отличие от квантового, который мы наблюдаем только с помощью приборов. Классический мир — это мир информационно открытых систем, т.е. мы, на самом деле, живем благодаря тому, что находимся все время в состоянии обмена не только энтропией, не только энергией с внешним миром, но, оказывается, еще информацией, квантовой информацией.

Вот представим себе, что у нас имеется тело макроскопических размеров, ну, например, футбольный мяч. В принципе, для такого тела макроскопических размеров

Общий метод описания кол-
лапсов (т.е. необратимости)

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi - \frac{1}{2\epsilon} \psi + K\psi.$$

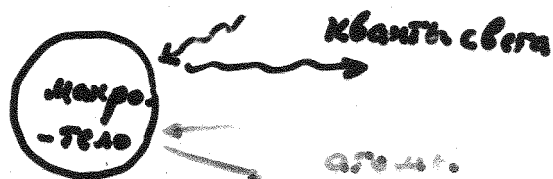
τ - среднее время затухания,
 K - случайный оператор кол-
лапсирования (аналог P)
 K - уничтожает ψ в бо́льшей
области Гильбертова пространства

Никакого «стаивания ψ » нет!

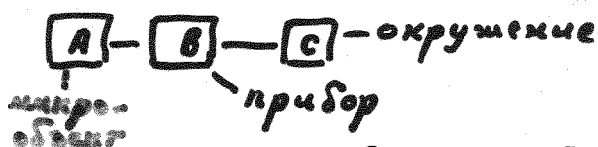
Квантовая информация о
корреляции сгирает, ронде-
ется факторизованная ψ .

Усреднение случайного
процесса по ансамблю даёт
кинетическое уравнение
для матрицы плотности -
- это описание, а не первопричина

Макромир (классический).
- мир информации
открытых систем.



Во внешнем окружении про-
исходит «самоизмерение»
квантов света и атомов -
волновая функция тела
превращается в узко ло-
кализованный пакет - тело
становится классическим.



Измерение: прибор «запутан-
вается» с микрообъектом,
окружение коллапсирует их
совместную волновую функцию.

Рис. 18.

мы могли бы представить себе любую волновую функ-
цию, в том числе, локализованную, скажем, в пределах
этой комнаты. Нам сразу бросается в глаза неестествен-
ность такой картины, но мы, может быть не сразу,
понимаем, почему так нельзя сделать. А нельзя так
сделать потому, что это макротело находится в состоя-
нии постоянного мониторинга со стороны окружающей
среды, на это макротело падают кванты света, отра-
жаются, улетают, падают атомы, отражаются и уле-
тают. Что с ними дальше происходит, с этими атомами
и квантами света? Эти кванты света попадают в необра-
тимый мир, там они измеряются. Если у нас от экрана
отражаются фотоны, то они измеряются не только
вашиими глазами, тех, кто еще не уснул, но и просто
любыми предметами, которые находятся в этом зале.
Они там затухают, и, тем самым, они измеряются, и
атомы также измеряются, поскольку в воздухе прои-
сходят процессы постоянных внутренних измерений.
Соответственно, у макротела волновая функция не
может быть сильно делокализованной. Легко посчитать,
что как бы она ни была вначале задана, она довольно
быстро стягивается в маленький волновой пакет, причем
этот волновой пакет имеет размеры гораздо меньшие,
чем собственные размеры этого макроскопического тела,
тело превращается в классический объект.

Вообще, что такое измерение? Измерение — это есть
взаимодействие двух квантовых систем. Одна — это

микрообъект, который мы можем в течение некоторого
времени держать в изолированном состоянии, а потом
уже мы его приводим в контакт с другим объектом,
который называется прибором. А вот сам прибор
находится в состоянии непрерывного измерения со
стороны окружающего мира. Окружающий мир про-
изводит над ним постоянный мониторинг, эту связь
прибора с окружающим миром можно считать очень
малой и удобно ее считать просто информационной
связью, квантовой информационной связью. Но, тем не
менее, она есть, и поэтому у прибора волновая функция
все время должна быть пакетизированной, и именно
внешнее окружение превращает совместную волновую
функцию запутанного состояния микрообъекта и при-
бора, в простое произведение, и именно из-за этого
возникают статистические результаты измерений при
соприкосновении прибора с микрообъектом.

Значит, на сегодня мы должны сказать, что экспери-
ментально доказано, что квантовая теория нелокальна.
Доказано, что есть внутренние корреляционные связи,
которые связывают квантовые объекты на далеких
расстояниях и во всех процессах типа коллапса, коррели-
рование происходит так, что один объект коллапсирует
одновременно с другим, на каком бы расстоянии друг от
друга они не находились. Спрашивается: нельзя ли это
обстоятельство использовать для того, чтобы сделать
квантовый телеграф? Что такое квантовый телеграф?

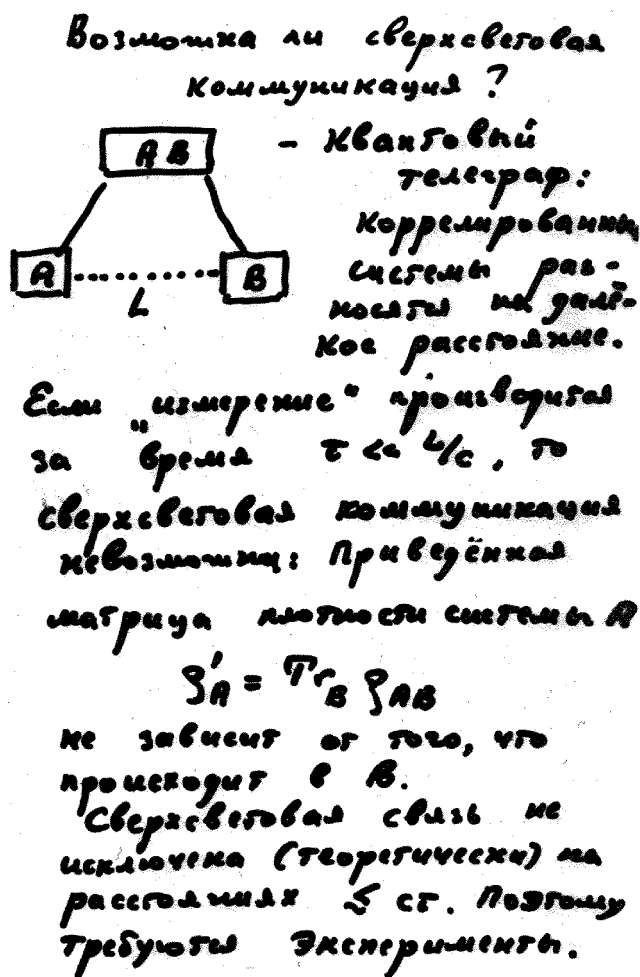


Рис. 19.

Это условное обозначение некоторого устройства, которое позволяет посылать информацию от одного квантового объекта в другой квантовый объект, используя только квантовые корреляционные связи. Предположим, у нас имеется какая-то совместная система AB (рис. 19), она запутана, потому что если бы волновые функции были бы не запутаны, то, конечно, они бы просто не зависели друг от друга. Предположим, они запутаны, и теперь мы разносим A и B на большое расстояние. Будем теперь в системе B производить некоторые измерения или какие-то необратимые манипуляции. Если мы в системе B делаем что-то обратимое, т.е. позволяем ей эволюционировать, или приводим ее в соприкосновение с другой обратимой системой C , то с запутанностью абсолютно ничего не происходит. Это теорема, которая доказана Бенетом, Бернштейном, Попеску и Шумахером [10, 16].

А вот если система B соприкасается с каким-то внешним окружением, ну, грубо говоря, что-то в ней измеряется, то система A на это немедленно откликается, и это тоже факт, что она откликается, это есть экспериментальный факт, подтвержденный экспериментами, и в этом даже и сомневаться не нужно. Вопрос состоит в следующем — нельзя ли эту корреляционную связь использовать для того, чтобы из системы B переслать сигнал в систему A , не используя никаких материальных носителей: ни света, ни волны — ничего, а только чисто квантовые корреляционные связи? Ответ на этот вопрос следующий. Если работает принцип:

вероятность пропорциональна соответствующему $|\psi|^2$, т.е. вероятность соответствующего коллапса при забывании квантовой информации пропорциональна c_i^2 , то в варианте, когда вот это расстояние очень большое, квантовую информацию пересылать нельзя, а именно: если вот эта L оказывается много больше, чем ct , где τ — это характерное время релаксации в системе B , то квантовую информацию пересылать заведомо нельзя. Это утверждение можно доказать с помощью стандартного математического аппарата квантовой механики, именно, если взять матрицу плотности системы A , т.е. произвести полное усреднение совместной волновой функции по базисным векторам системы B , то оказывается, что ρ_A абсолютно не зависит от того, что происходит в B . Эту же мысль можно пояснить такими словами: несмотря на то, что квантовая корреляционная связь есть, несмотря на то, что квантовая теория не локальна (а квантовая физика не локальна), использовать для передачи информации этот факт оказывается невозможным, потому что для того, чтобы передать информацию, нужно накопить сигнал по многим единичным событиям. Для того чтобы в системе A узнать, что система B посылает какие-то сигналы, нужно произвести усреднение по многим событиям. Опять возвращаясь к этой картинке (см. рис. 2) для того, чтобы узнать, что это квантовая система и передается квантовая информация, нужно иметь очень много событий, чтобы увидеть, что да, действительно, мы видим здесь квантовую информацию. А по отдельным точкам ничего сказать нельзя, и передать информацию нельзя. Если передается информация по большому числу событий, то для этого должно быть произведено статистическое усреднение. В квантовой механике известно, как это делается. Это делается по принципу взятия следа у матрицы плотности — Tr , как в математике пишется, проще говоря, усреднение суммарной матрицы плотности по переменным системы B . И тогда оказывается, что на большом расстоянии сверхсветовая связь невозможна. И вопрос сводится к тому, что происходит во временных пределах, меньших τ , и пространственных, меньших ct , когда нет полного разделения системы на отдельную систему A и на отдельную систему B , и система AB продолжает фактически некоторое время релаксировать, оставаясь совместной. Есть ли в этом случае возможность передачи квантовой информации от одной системы к другой или нет, этот вопрос открыт, и так просто его исключить из чисто теоретических соображений оказывается невозможным. Эти расстояния очень малы, это фактически связи, корреляционные связи внутри одной сложной квантовой системы, и поэтому вопрос здесь экспериментальный, нужны эксперименты для того, чтобы либо напрямую показать, что да, это возможно, либо какими-то экспериментами показать, что это невозможно.

8. Заключение.

У природы нет полного детерминизма

И, наконец, я перехожу к заключению. Необратимые процессы в квантовой механике, как я пытался показать на всех этих примерах, тесно связаны с коллапсами волновых функций. То есть даже те процессы, к которым мы привыкли, например, кинетика газа, в которой мы привыкли, что она описывается квантовыми или классическими кинетическими уравнениями. На самом деле, там заранее сделано усреднение, и поэтому мы не вдумываемся в то, что там за кадром происходят

Заключение.

- Необратимые процессы в квантовой механике тесно связаны с коллапсами волновых функций.
- Коллапс - стирание квантовой информации путем факторизации волновых функций.
- Квантовая механика не локальна - имеются необратимые процессы сверхсветового стирания информации.
- Спор между Эйнштейном и Бором решился в пользу Бора: никаких скрытых параметров в квантовой теории нет.
- Волновая функция ψ имеет информационный характер, связанный с вероятностью.
- Необратимая эволюция квантовых систем описывается не уравнением Шрёдингера, а уравнением типа Ланжевена для случайной ψ -функции.
- Классические тела - следствие мониторинга макротел внешней средой.
- Измерение осуществляется при взаимодействии объектов микромира с приборами, т.е. макротелами, "измеряемыми" внешним окружением.
- Сверхсветовая коммуникация невозможна на расстояниях, значительно больших ct (t - время релаксации).
- Может ли существовать возможность сверхсветовой связи в процессе "измерения" (релаксации квантовой системы) - вопрос чисто экспериментальный.
- У природы нет полного детерминизма - наше счастье жить в таком мире.

Рис. 20.

коллапсы волновых функций. Если за всем этим следить более аккуратно, как я пытался рассказать, то видно, что все кинетические явления тесно связаны с коллапсами волновых функций. Коллапсы — это стирание квантовой информации путем факторизации волновых функций. Мир все время упрощает свои волновые функции, он стирает взаимную память одной системы по отношению к другой, и превращает их в независимые, а это означает, что их совместные волновые функции превращаются в независимые произведения первой на вторую. Более того, квантовая механика — не локальна, имеются необратимые процессы сверхсветового стирания информации. Этот факт теперь абсолютно надежно установлен и не только в тех экспериментах, которые я здесь приводил [5–9]. Можно перечислить большое количество экспериментов, которых сейчас далеко за десятком, их, может быть, десятка два, а то и три, в которых прямо показана нелокальность квантовой теории и квантовой механики. Таким образом, из этого следует, что спор между Эйнштейном и Бором решился в пользу Бора. Никаких скрытых параметров в квантовой механике нет, и на их основе построить случайность процессов квантовой механики невозможно. Квантовую механику нужно принимать в том виде, в каком она есть, ее можно понять, если привыкнуть к тому, что волновая функция ψ имеет информационный характер, т.е. она отличается от всех других волновых полей, к которым мы привыкли, которые всегда подчиняются некоторым законам сохранения, например законам сохранения энергии или заряда (мы что-то умножаем, интегрируем и получаем, что у нас что-то сохраняется). У волновой функции эти законы сохранения действуют только при обратимой эволюции, т.е. в рамках уравнения Шрёдингера, а если эта система необратима, то волновая функция эволюционирует как вероятность. Где-то здесь я рисовал кубик: вот имеется кубик, который вы бросаете (см. рис. 13). До бросания этого кубика каждая грань имеет вероятность выпадения $1/6$, но как только кубик упал и вы увидели, что наверх выпала, скажем, единица, то это означает, что у этой единицы вероятность превратилась в 1, а все остальные вероятности превратились в нули.

Когда мы говорим про вероятности, нас как-то не смущает, что в каждой конкретной реализации случайного процесса все остальные возможности тут же уничтожаются. Когда мы говорим о волновой функции, нам это непривычно, но это просто потому, что мы к этому не привыкли. Если же мы будем считать, что все эти проекционные операторы, которые вводятся как непререкаемый элемент полной интерпретации квантовой механики, являются на самом деле некоторым физическим процессом, который существует наряду с эволюцией, согласно уравнению Шрёдингера, то мы можем привыкнуть к этой мысли. Это просто нечто, не полностью соответствующее вероятности, но, тем не менее, что-то сходное есть. То есть это как будто какой-то аналог комплексной вероятности, так что $|\psi|^2$ становится вероятностью после коллапса.

Эволюция квантовых систем в окружении необратимого мира описывается не уравнением Шрёдингера, а уравнением типа Ланжевена для случайной ψ -функции, т.е. ψ -функцию мы должны считать случайной, тем самым мы вводим в рассмотрение коллапсы, и тогда соответственно и уравнение, которое описывает этот случайный процесс, становится похожим на уравнение Ланжевена.

Классические тела возникают вследствие постоянного мониторинга макротел внешней средой. Измерение осуществляется при взаимодействии объектов микромира с приборами, т.е. с макротелами, а эти макротела, в свою очередь, измеряются внешним окружением.

Сверхсветовая коммуникация невозможна на расстояниях, больших, чем ct , где t — характерное время релаксационных процессов типа необратимого измерения. Может ли существовать возможность — здесь написано (см. рис. 20) — сверхсветовой связи? Но тут, может быть, нужно подчеркивать не это слово "сверхсветовой", а просто возможность квантово-корреляционной связи, потому что это самое главное. Может ли существовать квантово-корреляционная связь в процессе измерения, т.е. во время релаксации квантовой системы — это вопрос чисто экспериментальный, и его нужно изучать экспериментально.

Ну, и последнее. У природы, как мы видим, нет полного детерминизма, она не работает ни по квантовой механике, ни по классической механике, внутри нее запрятаны случайные процессы. Отсутствие детерминизма — это наше счастье, потому что мы живем в живом, развивающемся мире, а не в том, который мог бы быть предсказан с помощью каких-то уравнений.

Обсуждение

Вопрос из зала: Я, видимо, не понял главного, и хочу прояснить для себя один вопрос. Пусть мы имеем некую замкнутую систему, в которой имеем 1000 атомов, изолированную от окружающей действительности, но они при этом сталкиваются между собой. Мое утверждение заключается в том, что в квантовой механике нет никакой необратимости в этом случае, а необратимость, так сказать, она эффективная, т.е. потому, что мы не умеем считать что-то, а если я задам не пакеты, которые сами по себе уже не есть стационарные состояния, и поэтому я имею временную зависимость. Каждое из столкновений двух пакетов — тем более нестационарная задача, даже в чистой квантовой механике двух частиц. Если я возьму большое количество частиц и буду знать состояние в начальный момент, то как бы они не сталкивались, я могу предсказать все будущее в принципе, сейчас мы обсуждаем только принципиальный вопрос, и поэтому в этот момент никакой необходимости введения в уравнение Шрёдингера необратимого члена нет. Если мы рассматриваем обычные кинетические явления, они возникают от того, что недиагональные элементы матрицы плотности или корреляции между различными состояниями очень подвержены внешнему воздействию и могут теряться, но тогда это другая вещь. Я беру какую-то часть системы, которая, несмотря ни на что, взаимодействует с другой системой, часть информации уплывает в другую систему и, конечно, я имею при этом необратимость, но собственно, так же, как то, что вы называете самоизмерением, она отсутствует, покада я не вмешался внешней системой.

Ответ: Вы сказали практически то же самое, что и я, только другими словами. Я говорю то же самое. Если есть замкнутая квантовая система, она эволюционирует обратимо. Она эволюционирует в соответствии с уравнением Шрёдингера, и пересчет от одного состояния к другому производится с помощью элементарного преобразования. Никакой необратимости нет. Если взять 1000 атомов, то, естественно, они будут подчиняться уравнению Шрёдингера, и никакой необратимости быть не может. Более того, тут вот появились работы у Яковленко Сергея Ивановича (с соавторами [19]), который когда-то работал в нашем институте, который утверждает, что даже в классической механике есть такого типа эффекты, и он даже получил премию имени Крылова за это. Они взяли 10^{24} атома, частиц, взаимодействующих по кулоновскому закону, и утверждают, что если эти атомы заключены в зеркальные стенки, то... (или, может быть, это звезды с притяжением), так по идее должны были бы происходить процессы рекомбинации, т.е. некоторые из разноименных заряженных частиц должны были все приближаться и приближаться классически неограниченно

друг к другу. Они утверждают, что если взять хороший компьютер и посчитать это, то никакой необратимости нет. С чем это связано, для меня не очень ясно, похоже, что высокая симметрия кулоновского взаимодействия мешает равномерному заполнению фазового пространства.

Вопрос из зала: Энергия фиксированная?

Нет, не в этом дело. Фазовое пространство для рекомбинирующих частиц огромное, поэтому туда могло бы все скатиться. Энергия отдалась бы тем, которые не рекомбинируют. Все рекомбинировать не могут, но малая доля может рекомбинировать и отдать энергию нерекомбинированным. Похоже, что для описания процессов рекомбинации необходимо потребовать некоторую связь с окружением. А в квантовой механике совершенно четко, если эта система не связана с внешним окружением, то она абсолютно обратима. Но дальше, чем сложнее система (и это я повторяю то же самое, что Вы), чем сложнее система, тем меньшей связи с внешним миром достаточно для того, чтобы произвести стирание квантовой информации, которое можно выразить либо на языке стирания недиагональных элементов матрицы плотности, либо на языке коллапсирования волновых функций в отдельной своей составной части, т.е. в образовании волновых пакетов. Поэтому то, что сказали Вы, и то, что говорю я, — это одно и то же, только выраженное разными словами.

Благодарности. М.Б. Кадомцев благодарит М.Б. Менского за доброжелательную критику и своевременную помощь в подготовке стенограммы лекции.

Список литературы

1. Einstein A, Podolsky B, Rosen N *Phys. Rev.* **47** 777 (1935); *УФН* **16** 440 (1936)
2. Bohr N *Phys. Rev.* **48** 696 (1935); *УФН* **16** 446 (1936)
3. Bell J S *Physics* **1** 195 (1964)
4. Clauser J F, Horne M A, Shimony A, Holt R A *Phys. Rev. Lett.* **23** 880 (1969)
5. Aspect A, Dalibard J, Roger G *Phys. Rev. Lett.* **49** 1804 (1982)
6. Kwiat P G, Steinberg A M, Chiao R Y *Phys. Rev. A* **47** R2472 (1993)
7. Francon J D *Phys. Rev. Lett.* **62** 2205 (1989)
8. Brendel J, Mohler E, Martienssen W *Europhys. Lett.* **20** 575 (1992)
9. Tapster P R, Rarity J G, Owens P C M *Phys. Rev. Lett.* **73** 1923 (1994)
10. Bennett C H, Bernstein H J, Popescu S, Schumacher B *Phys. Rev. A* **53** 2046 (1996)
11. Kadomtsev B B, Kadomtsev M B, Kucheryaev Yu A, Podogov Yu L, Sokolov Yu L *Phys. Scripta* **54** 156 (1996)
12. Kadomtsev B B, Kadomtsev M B *Chaos* **6** 399 (1996)
13. Namiki M, Pascasio S *Phys. Rep.* **232** 301 (1993)
14. Кадомцев Б Б, Кадомцев М Б *Докл. РАН* **358** 325 (1998)
15. Kadomtsev B B, Kadomtsev M B *Phys. Lett. A* **231** 52 (1997)
16. Bennett C H *Phys. Today* **48** (10) 24 (1995)
17. Кадомцев Б Б *Динамика и информация* (М.: Ред. журн. "Успехи физических наук", 1997)
18. Кадомцев Б Б *УФН* **165** 967 (1995)
19. Майоров С А, Ткачев А Н, Яковленко С И *УФН* **164** 297 (1994)

Irreversibility in quantum mechanics

B.B. Kadomtsev

From the Editorial Board. November 9, 2003 would mark the seventy-fifth birthday of Boris Borisovich Kadomtsev, were he alive. The outstanding theoretical physicist, teacher and enlightener, the prominent scientist in plasma physics and controlled nuclear fusion, B.B. Kadomtsev was also actively involved in science organization activities. In particular, from 1976 until his untimely death on August 19, 1998, B.B. Kadomtsev was the Editor-in-Chief of *Physics-Uspekhi*, and it is owing to his efforts that the journal improved notably during his tenure. Now, the Editorial Board, with gratitude and sorrow, would like to celebrate the anniversary of B.B. Kadomtsev and to honor his blessed memory in these pages. There is, however, a rule — indeed an immutable tradition — in the journal that, except for the *Personalia* section, no anniversary can be marked in any way other than a scientific publication. This rule was strictly observed under B.B. Kadomtsev, and certainly should not be violated now, even when honoring his memory. Fortunately, there is a video which remained of a lecture on modern problems of quantum physics B.B. Kadomtsev delivered on May 12, 1997. Prepared for publication by M.B. Kadomtsev, the lecture allows the reader to revisit the heritage of B.B. Kadomtsev, to appreciate his logic in treating this very difficult area of physics, to hear his voice as it were, to recall Boris Borisovich Kadomtsev and to honor his memory.

PACS numbers: 03.65.Ta, 03.65.Ud, 03.65.Yz, **89.70.+c**
Bibliography — 19 references

Received 14 October 2003