Июнь 1996 г. **УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК** *Том 166, № 6*

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Коллапсы волновых функций

Б.Б. Кадомцев, М.Б. Кадомцев

В последнее время в научных публикациях по квантовой механике снова стала живо обсуждаться проблема коллапсов волновых функций. В настоящей статье описаны коллапсы волновых функций при необратимой эволюции сложных квантовых систем, включая системы, участвующие в процессах измерения.

PACS numbers: 03.65.Bz, **05.45.+b**, 05.70.Ln, **89.70.+c**

Содержание

1. Введение

При объяснении принципов квантовой теории и ее статистического характера (см., например, [1]) нередко используется следующий простой пример. Пусть имеется посеребренная стеклянная пластинка, которая при падении на нее светового пучка пропускает и отражает ровно половину исходной интенсивности. Допустим теперь, что на такую пластинку падает один единственный фотон. Его волновая функция естественно расщепляется на отраженную и проходящую волны. Но если на пути этих волн установить два фотодетектора, то сработает только один из них: фотон окажется либо справа, либо слева от пластинки, т.е. он либо отразится, либо пройдет сквозь пластинку. Регистрация фотона представляет собой случайный процесс с вероятностью регистрации в каждом из детекторов, равной 1/2.

Здесь мы встречаемся с типичным примером коллапса волновой функции. В момент регистрации фотона, точнее, в течение очень короткого промежутка времени срабатывания фотодетектора волновая функция фотона уничтожается во всем пространстве вне детектора, а внутри детектора фотон также исчезает, будучи поглощенным.

Легко видеть, что для коллапса волновой функции нет нужды использовать полупрозрачную пластинку. Если на фотодетектор падает монохроматический фотон с очень протяженной волновой функцией, то его поглощение может происходить на малом участке волнового пакета, а уничтожится этот пакет сразу во всем пространстве.

В точности такой же коллапс происходит при падении любой квантовой частицы на необратимую среду, например, на фотопластину, камеру Вильсона или просто газ при комнатной температуре. Частица при этом "регистрируется" внутри среды, а всюду вне области регистрации волновая функция уничтожается. Мы опять встречаемся с типичным примером коллапса волновой функции. Этот процесс называют иногда "стягиванием волновой функции", но такой термин неудачен, так как он может породить представление о каком-то физическом процессе типа "стока" волновой функции к области коллапсирования. Но на самом деле никакого физического стока у волновой функции нет: волновая функция просто-напросто уничтожается вне области "регистрации". Мы примем это утверждение как основной постулат, вытекающий из экспериментальных данных. Тем самым мы придаем волновой функции чисто информационное значение: волновая функция отлична от нуля только там, где частица может находиться, и она строго равна нулю там, где частица отсутствует. Такой подход находится в полном соответствии с основными принципами атомизма, когда в качестве исходного положения принимается утверждение о сохранении неделимого атома (т.е. частицы) как некоторой сущности.

Коллапс волновой функции не может быть описан в рамках уравнения Шрёдингера, связывающего изменение плотности $|\psi|^2$ с некоторыми потоками. При коллапсе никаких таких потоков нет, а происходит просто уничтожение волновой функции как некоторой потенциальной информации вне той области, где частица оказалась вовлеченной в необратимый процесс. Заметим, что такой процесс уничтожения волновой функции в широкой области пространства может отвечать

Б.Б. Кадомцев, М.Б. Кадомцев. Российский научный центр "Курчатовский институт" 123182, Москва, пл. Курчатова 46
Тел. (095) 196-98-14
Факс (095) 943-00-73
E-mail: kadomtse@ufn.msk.su

Статья поступила 20 февраля 1996 г.

ничтожно малым изменениям физических величин l_i, определенных соотношениями $l_i = \langle\psi|L_i|\psi\rangle/\langle\psi|\psi\rangle$, где L_i — соответствующие операторы.

2. Необратимость

В качестве простейшего примера необратимой системы рассмотрим разреженный атомарный газ при достаточно высокой температуре, когда не требуется учитывать тип статистики частиц (т.е. статистики Бозе или Ферми). Пусть газ находится внутри замкнутого сосуда с линейными размерами, значительно большими длины свободного пробега атомов. Допустим далее, что газ вместе с сосудом находится в термостате в полном термодинамическом равновесии. А теперь проведем с этим газом некоторые мысленные эксперименты. Допустим, что в некоторый момент $t = 0$ стенки сосуда становятся зеркально отражающими и, соответственно, теплоизолирующими. Пусть одновременно один из атомов газа заменяется на пробную частицу с той же массой, скоростью и сечением рассеяния, что и у изъятого атома. Такая замена очень мало меняет состояние газа: его тепловая энергия сохраняется, энтропия уменьшается на величину $k\ln(V/\Delta V)$, поскольку пробная частица не тождественна с атомами газа и занимает малую долю ΔV от полного объема V (k — постоянная Больцмана). Далее, казалось бы, должна наступить необратимая релаксация газа. А именно, с точки зрения классической механики пробная частица должна диффундировать в пространстве, так что ее средняя функция распределения будет стремиться заполнить весь объем сосуда. А в рамках квантовомеханического описания естественно ожидать, что волновая функция пробной частицы будет заполнять все больший и больший объем вследствие последовательных перерассеяний на атомах газа. При достаточно больших временах можно ожидать установления полного термодинамического равновесия.

Описанная картина кажется вполне правдоподобной, но в ней скрыт парадокс. Дело в том, что наша система является замкнутой, и поэтому она эволюционирует детерминированно: в классическом случае по законам обычной механики, а в квантовом — в соответствии с уравнением Шрёдингера.

Такая эволюция является полностью обратимой. Поэтому, если в некоторый момент времени $t = t_0$ обратить скорости всех частиц у классической системы или заменить t на $-t$ у волновой функции ψ на ее сопряженную ψ^* у квантовой системы, то эволюция пойдет в обратную сторону, и при $t = -t_0$ система вернется в исходное состояние. В том числе, и пробная частица вернется в исходное состояние с соответствующим значением отрицательной энтропии, которая была у нее при $t = 0$.

Ясно, что такая картина является слишком идеализированной. Достаточно перейти к более реалистическому случаю обычного сосуда, находящегося в тепловом равновесии с термостатом, как обратимость исчезнет. Вероятность пробной частицы вернуться в прежнее состояние станет ничтожно малой, поскольку понизить энтропию системы не так-то просто (в естественных условиях теплового равновесия).

В классическом случае необратимость связана с сильной неустойчивостью системы, т.е. с разбеганием траекторий в фазовом пространстве. А в квантовом случае обращение по времени превращает рассеянные расходящиеся волны в сходящиеся волны. Ясно, что малое внешнее возмущение легко разрушает когерентность сходящихся волн. Поэтому в газе, контактирующем с термостатом, эволюция функции $\psi(-t)$ должна быть сходна с эволюцией $\psi(t)$: и в том, и в другом случае должны присутствовать рассеянные волны.

Продолжим мысленные эксперименты с пробной частицей и газом, находящимся в тепловом равновесии с термостатом. Допустим, что в некоторый момент времени $t = t_0$ сосуд с газом мгновенно делится пополам непроницаемой перегородкой. Ясно, что пробная частица окажется только в одной из половин и будет находиться там все последующее время необратимой эволюции системы. В этих условиях волновую функцию пробной частицы можно считать равной нулю в пустой половине, по крайней мере, после нескольких времен столкновений вслед за $t = t_0$, когда возврата к прежнему состоянию заведомо не может быть.

Вместо одной перегородки можно ввести много перегородок и соответственно разбить сосуд с газом на много объемчиков, каждый с линейным размером порядка нескольких длин свободного пробега. Все дальние корреляции опять забываются после нескольких столкновений, и пробная частица вместе со своей волновой функцией окажется только в одном из объемчиков.

Достаточно очевидно, что волновая функция пробной частицы должна быть локализована в этом объемчике и в том случае, когда никаких перегородок не вводится. В самом деле, за время порядка нескольких времен столкновений частица не успевает сместиться на расстояние, больше нескольких длин пробега. Другими словами, сами столкновения выполняют роль "перегородок", отделяющих друг от друга малые объемы газа (в стационарном состоянии газа).

Итак, в любой момент времени волновую функцию пробной частицы можно считать локализованной в малом объеме с поперечным размером масштаба нескольких длин пробега. Давайте теперь мысленно возвратимся в прошлое, стартуя с $t = t_0$. При движении в прошлое все расходящиеся волны превращаются в сходящиеся. Это значит, что при увеличении $t_0 - t$ волновая функция пробной частицы должна постепенно сжиматься в малый комочек, предельные размеры которого определяются конкуренцией между квазиоптической фокусировкой лучей и дифракционным расплыванием волнового пакета. Как мы увидим далее, в разреженном газе размеры такого волнового пакета значительно меньше длины свободного пробега. Поэтому эволюцию волновой функции пробной частицы в прошлом можно описывать в терминах случайного блуждания компактного волнового пакета, испытывающего последовательные рассеяния на атомах газа.

Сходным образом должны вести себя и волновые функции атомов газа.

3. Волновые функции атомов газа

Волновые функции атомов разреженного газа обычно представляют себе в виде плоских волн. Это допущение, почерпнутое из стандартной двухчастичной теории рассеяния, где всегда можно считать, что $|\mathrm{in}\rangle$ и $|\mathrm{out}\rangle$ состояния находятся вне области взаимодействия, кажется здесь вполне естественным. В самом деле, в разреженном газе длина свободного пробега много больше среднего расстояния между атомами. Поэтому рассеянные волны успевают распространиться на большое расстояние от точки рассеяния, и их локальная структура приближенно выглядит как плоская волна. В действительности, этот вопрос требует более детального исследования, поскольку в отличие от обычного двухчастичного рассеяния атомы газа постоянно взаимодействуют друг с другом.

Дело в том, что на длине свободного пробега волна некоторого определенного атома, скажем, с номером j успевает рассеяться на большом количестве других атомов, образуя сложный узор из множества рассеянных волн. Можно сказать, что возникает очень сложно организованная когерентная структура из множества рассеянных волн. Достаточно очевидно, что такая структура не может существовать в газе с хаотически движущимися атомами. При последующих рассеяниях газовая среда может "воспринять" только одно из возможных значений импульса рассеиваемой частицы. Можно сказать, что внутри газа существует постоянно действующий механизм декогерентности, т.е. "самоизмерений", который случайно выбирает только одну из возможных рассеянных волн, а остальные волны при этом просто уничтожаются. Другими словами, даже самое простое представление волновых функций в виде плоских волн предполагает наличие постоянно действующего механизма коллапсирования, который производит "очистку" волновых функций от "пустых волн".

Но реальная ситуация должна быть даже несколько сложнее. Допустим, что частица с номером j действительно оказалась в одной из рассеянных волн с некоторым определенным импульсом $\hbar\mathbf{k}_j$, где $\mathbf{k}_j$ — волновой вектор. Возвращаясь в прошлое вдоль направления импульса, можно найти место рассеяния и установить номер частицы, скажем q, на которой это рассеяние произошло (разумеется, вдоль импульса $\hbar\mathbf{k}_q$ рассеивающей частицы нужно тоже вернуться в прошлое). В среднем, для этого следует вернуться в прошлое на время столкновений $\tau = \lambda/v_{\mathrm{T}}$, где $\lambda = 1/n\sigma$ — средняя длина свободного пробега, n — плотность атомов газа, σ — поперечное сечение рассеяния, $v_{\mathrm{T}} = \sqrt{kT/m}$ — средняя тепловая скорость, T — температура, m — масса атомов. Допустим, что при таком возврате в прошлое волновая функция атома с номером j выглядит как волновой пакет $\exp\left[\mathrm{i}\mathbf{k}_j\,\mathbf{r}_j - (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{0j})^2/2\Lambda^2\right]$. Здесь фактор $\exp(\mathrm{i}\mathbf{k}_j\mathbf{r}_j)$ соответствует коротковолновому "наполнению" пакета в виде плоской волны, а фактор $\exp\left[-(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{0j})^2/2\Lambda^2\right]$ представляет собой неизвестную пока огибающую волнового пакета с центром локализации $\mathbf{r}_{0j}$. Допустим, что при рождении пакета параметр $\Lambda^2 = b^2$, где b^2 — константа, определяющая ширину вновь рожденного пакета. Оказывается, что константа b^2 может быть найдена с помощью достаточно простых рассуждений.

Пусть волновой пакет с начальной формой $\exp\left[-(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2/2b^2\right]$ эволюционирует в соответствии с уравнением Шрёдингера. Тогда величина Λ^2 должна быть равна $b^2 + \mathrm{i}\hbar t/m$, где время t отсчитывается от момента рождения волнового пакета. Среднее время существования волнового пакета до последующего рассеяния равно, очевидно, $\tau = \lambda/v_{\mathrm{T}}$. Поэтому среднее значение Λ^2 равно $\Lambda^2 = b^2 + \mathrm{i}\hbar\tau/m$. Грубо говоря, все волновые пакеты имеют в среднем стандартную гауссову форму с $\Lambda^2 = b^2 + \mathrm{i}\hbar\tau/m$, если в момент рождения они имели гауссову форму с $\Lambda^2 = b^2$.

Соответственно, при ретроспективном взгляде на эволюцию волновых пакетов их можно считать "пульсирующими" образованиями с начальным значением $\Lambda^2 = b^2$ и конечным значением $\Lambda^2 = b^2 + \mathrm{i}\hbar\tau/m$.

Рассмотрим теперь сам коллапс волнового пакета, когда Λ^2 быстро изменяется от значения $\Lambda^2 = b^2 + \mathrm{i}\hbar\tau/m$ до значения $\Lambda^2 = b^2$. Можно считать, что этот коллапс происходит потому, что коллапсирует волновая функция частицы q — второго партнера процесса рассеяния. Если после коллапса волновая функция частицы с номером q выглядит как гауссов пакет с $\Lambda^2 = b^2$, то мы можем вернуться обратно по времени к моменту рассеяния, и тогда у частицы q величина Λ^2 будет равна $\Lambda^2 = b^2 - \mathrm{i}\hbar\tau/m$, т.е. она равна среднему сопряженному значению $(\Lambda^2)^*$ параметра Λ^2 для частицы с номером j. Но рассеянные частицы j, q обладают совместной волновой функцией, поэтому коллапс частицы с номером q автоматически создает форм-фактор $\exp\left[-(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{0j})^2/2\Lambda_0^{*2}\right]$ у волновой функции частицы j. Другими словами, имеем $\exp\left[-(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{0j})^2/2\Lambda^{*2})\right] \exp\left[-(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{0j})^2/2\Lambda^2\right] = \exp\left[-(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{0j})^2/2b^2\right]$. Отсюда находим $\Lambda^{-2} + \Lambda^{*-2} = b^{-2}$, т. е. $b^2 = \hbar\tau/m$. Так как

$$|\psi|^2 = \exp\left[-\frac{b^2(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{0j})^2}{|\Lambda|^4}\right],$$

то размеры $|\psi|^2$ пульсируют от начального значения $b^2 = \hbar\tau/m$ до конечного значения $|\Lambda|^4/b^2 = 2\hbar\tau/m$ (см. [2]).

Если пренебречь этими пульсациями, то мы приходим к модели непрерывного коллапсирования. Эту модель можно пояснить следующим образом. Каждый волновой пакет имеет конечное время жизни τ. В силу этого его энергия должна быть уширена на величину $\hbar/2\tau$. Соответствующее уширение в пространстве волновых чисел $\varkappa$ может быть найдено из соотношения $\hbar^2\varkappa^2/2m = \hbar/2\tau$. При столкновении (рассеянии) двух волновых пакетов частицы обмениваются импульсами, а кроме того, за счет сложения двух неопределенностей волновых чисел порядка $\varkappa$, происходит регулярное уширение их пакетов по k. Этот эффект в модели непрерывного коллапсирования можно приближенно учесть с помощью одномерного уравнения диффузии в k-пространстве:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = D\,\frac{\partial^2\psi}{\partial k^2} + \gamma\psi\,. \tag{1}$$

Здесь ψ — волновая функция пакета, $D = \varkappa^2/2\tau$ — коэффициент диффузии по k, а константа γ добавлена для учета нормировки $|\psi|^2$. Если перейти в конфигурационное пространство, то оператор $\partial^2/\partial k^2$ следует заменить на $-(x - x_0)^2$, где координата x отсчитывается вдоль движения пакета, а x_0 — центр волнового пакета. При переходе к трехмерному пространству коллапсирование следует учитывать по всем трем координатам. Добавляя оператор кинетической энергии, мы можем получить обобщенное уравнение Шрёдингера для модели непрерывного коллапсирования:

$$\mathrm{i}\hbar\,\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\,\Delta\psi - \mathrm{i}\,\frac{\hbar(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{2\Lambda_0^2\tau}\,\psi + \mathrm{i}\hbar\gamma\psi\,, \tag{2}$$

где $\Lambda_0^2 = 2\hbar\tau/m$.

Установившееся решение этого уравнения имеет вид

$$\psi = \exp\left[-\mathrm{i}\omega t - \frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)^2}{2\Lambda^2}\right], \qquad (3)$$

где $\omega = \gamma = 3/4\tau$, $\Lambda^{-2} - (1-\mathrm{i})\,\Lambda_0^{-2}$, $\Lambda_0^2 = 2\hbar\tau/m$. Величина γ подобрана здесь таким образом, чтобы частота ω была действительной. Как мы видим, ширина волнового пакета определяется величиной $\Lambda_0^2 = 2\hbar\tau/m$. По порядку величины $\Lambda_0 \cong \sqrt{\lambda\lambda_{\mathrm{B}}}$, где $\lambda_{\mathrm{B}} = \hbar/mv_{\mathrm{T}}$ — средняя длина волны де Бройля. Средне-геометрическое значение из макроскопического λ и микроскопического λ_{B} параметров явно указывает на область мезоскопики. Так как обычно $\lambda_{\mathrm{B}} \ll \lambda$, то волновые пакеты выглядят как компактные образования, похожие на классические частицы. Траектории их центров выглядят как ломаные линии с прямыми отрезками между столкновениями и с резкими изломами при столкновениях. Столкновения описываются обычной квантовой механикой, а общее поведение пакетов с учетом случайных коллапсов может быть описано кинетическим уравнением.

Изложенный выше подход явно вводит в рассмотрение коллапсы волновых функций. Тем самым волновым функциям придается информационный характер с включением процессов "самоизмерений", когда волновая функция частицы полностью уничтожается в тех областях пространства, где данная частица отсутствует. Не удивительно поэтому, что уравнение вида (2) может быть использовано для моделирования непрерывных измерений [3].

Естественно, может возникнуть вопрос, а почему бы для описания газа не воспользоваться стандартным аппаратом квантовой механики. Поскольку в разреженном газе взаимодействие атомов мало, то наиболее подходящей кажется теория возмущений. Вопрос об использовании теории возмущений для описания разреженного газа был подробно проанализирован в работах Пригожина и Петроски [4–7]. Они показали, что прямое применение теории возмущений приводит к расходимостям. Связано это с тем, что классический газ представляет собой типичный пример Большой Системы Пуанкаре, обладающей внутренней стохастичностью. Соответственно, в квантовой теории возникает парадокс саморассеяний, аналогичный проблеме малых знаменателей в классической теории. Чтобы обойти трудности с квантовыми расходимостями, Петроски и Пригожин развивают сложный аппарат описания квантовых систем в представлении Лиувилля [7]. На наш взгляд, более предпочтительным является подход с явным использованием коллапсов волновых функций, как это описано в статьях [2, 8].

4. Газ как измерительный прибор

Любое квантовое измерение включает в себя три этапа: спектральное разложение волновой функции, коллапс волновой функции и регистрацию события (см., например, [9]). Первый этап является чисто подготовительным: он еще не производит измерения, а только подготавливает спектральное представление волновой функции для последующего измерения. Наиболее необычным и деликатным является второй этап, когда волновая функция в результате взаимодействия с макротелом проектируется на одно из возможных состояний по закону случайных событий. Именно здесь и заключена вся специфика квантового измерения. Что касается третьего этапа, то это всего лишь архивная запись результата коллапса.

Возможность описания коллапсов волновых функций атомов газа позволяет рассмотреть наиболее интригующий этап квантового измерения — коллапс волновой функции. Для этого достаточно использовать разреженный газ в качестве измерительного устройства, т.е. системы, осуществляющей коллапс волновой функции.

Рассмотрим вертикально расположенный слой газа толщиной $L \gg \lambda$. Направим ось x прямоугольной системы координат (x, y, z) по нормали к этому слою. Пусть теперь на слой газа вдоль оси x падает волновая функция $\psi(\mathbf{r}, t)$ частицы с той же массой m, что и у атомов газа. Пусть скорость этой частицы равна v_0, а сечение рассеяния на атомах газа равно σ_0, так что длина пробега равна $\lambda_0 = 1/n\sigma_0$. Мы предположим, что стенки, ограничивающие газ, прозрачны для падающей частицы.

Волновая функция падающей частицы рассеивается на атомах газа, так что нерассеянная часть волны убывает с x как $\exp(-x/2\lambda_0)$, а квадрат волновой функции как $\exp(-x/\lambda_0)$ (мы для простоты считаем, что $v_0 \gg v_{\mathrm{T}}$). На длине порядка λ_0 падающая частица испытывает множество рассеяний на атомах газа. Соответственно, образуется множество рассеянных волн. Каждой такой рассеянной волне соответствует второй партнер взаимодействия — атом, на котором произошло рассеяние.

За время $\tau = \lambda/v_{\mathrm{T}}$ атомы газа успевают испытывать столкновения, сопровождающиеся соответствующими коллапсами волновых функций. Только один из атомов газа сможет испытать совместный коллапс с волновой функцией падающей частицы, а все остальные атомы испытают коллапсы без всякого участия падающей частицы. При совместном коллапсе вся остальная неколлапсированная часть падающей волновой функции мгновенно уничтожается.

Допустим теперь, что волновая функция падающей частицы зависит от одной из поперечных координат, скажем, от y: $\psi = \psi(y)$. Так как до взаимодействия с атомами газа волновая функция $\psi(y)$ является общим множителем у полной волновой функции всей системы, то вероятность совместного коллапса волновой функции и одного из атомов газа будет пропорциональна $|\psi(y)|^2$ просто в силу того, что вероятности коллапса волновых функций атомов газа пропорциональны квадратам модулей их волновых функций. Как мы видим, падающая частица "измеряется" с вероятностью, пропорциональной $|\psi|^2$.

На данном примере хорошо видно, что коллапс волновой функции является единым процессом для общей многочастичной волновой функции: он относится не только к волновой функции "измеряемой" частицы, но и к волновым функциям атомов газа.

Если $L \gg \lambda_0$, то волновая функция падающей частицы полностью "застревает" в слое газа, т.е. она наверняка "измеряется" этим слоем. После коллапса падающей волновой функции образуется достаточно компактный (с размером $\sim \sqrt{\lambda\lambda_{\mathrm{B}}}$) волновой пакет падающей частицы. Вероятность образования такого пакета распределена как $|\psi(y)|^2$ в поперечном направлении и как $\exp(-x/\lambda_0)$ по глубине. После первого "измерительного" коллапса волновой пакет будет диффундировать в газе, испытывая цепочку последовательных столкновений с атомами газа в виде броуновского движения. Если ширина падающего на газовый слой волнового пакета значительно больше ширины $\sqrt{\lambda\lambda_{\mathrm{B}}}$ пакета после коллапса, то коллапс сопровождается сильным уменьшением размеров волнового пакета. В этом случае можно считать, что "маленькие пятнышки" коллапсированных пакетов приближенно ортогональны друг другу. Другими словами, такие коллапсы похожи на результат действия проекционного оператора фон Неймана на исходный волновой пакет.

Рассмотрим теперь несколько более усложненный вариант мысленного эксперимента. Допустим, что в рассматриваемом нами слое газа вырезаны две щели, а на достаточно далеком расстоянии L_0 установлен второй слой газа, играющий роль экрана. Ясно, что те волны, которые проходят через щели, создают интерференционную картину на экране, т.е. во втором слое газа. Коллапсы на экране опять будут давать "пятнышки" малых размеров порядка $\sqrt{\lambda\lambda_{\mathrm{B}}}$. Вероятность их появления на втором слое газа пропорциональна $|\psi(y)|^2$. Повторяя "измерения" много раз, можно "прорисовать" интенсивность $|\psi(y)|^2$ во втором слое газа. Число таких пятнышек будет равно числу частиц, падающих на первый слой газа, умноженному на вероятность прохождения через щели. Другими словами, через щели пройдут только те частицы, которые не "измеряются" первым слоем газа. А для частиц, коллапсирующих в первом слое газа, прошедшие через щели волны соответствуют так называемым "пустым волнам" — во втором слое газа они, естественно, сколлапсировать уже не смогут.

На первый взгляд кажется, что коллапсы в первом и втором слоях газа происходят совершенно независимо: второй слой зарегистрирует только те частицы, которые прошли через щели в первом слое. Но на самом деле ситуация несколько сложнее. Обозначим через τ_0 величину λ_0/v_0, где v_0 — скорость падающей частицы, а λ_0 — ее пробег в газе. Ясно, что падающая частица может сколлапсировать за время, не меньшее τ_0 и τ. Если $\tau_0 \ll \tau$, то за время коллапса атома газа налетающая частица пролетает расстояние $\lambda_0\tau/\tau_0$. Если это расстояние больше L_0, то падающая частица успевает создать рассеянные волны как в первом, так и во втором слоях газа. Это значит, что коллапс происходит либо в первом, либо во втором слое, и одновременно происходит уничтожение всех волн в том слое, где коллапса нет. Но это означает, что волновая функция падающей частицы осуществляет корреляцию коллапсов в двух, казалось бы, независимых слоях газа. Отсюда видно, что коллапсы волновых функций представляют собой коллективный эффект, затрагивающий полную волновую функцию всей системы, т.е. частицы и двух слоев газа.

Еще лучше эта коллективность видна, если вместо одной частицы воспользоваться коррелированной парой частиц парадокса Эйнштейна, Подольского, Розена [10]. Допустим, что мы имеем две частицы, разлетающиеся из общего центра с суммарным импульсом, равным нулю. Пусть справа и слева от точки разлета частиц установлены два слоя газа на равных расстояниях L_0 от точки вылета частиц. Ясно, что если в одном из слоев газа произойдет коллапс первой частицы, то во втором слое сколлапсирует волновая функция второй частицы, причем точно в симметричной точке (с точностью до $\sqrt{\lambda\lambda_{\mathrm{B}}}$). Если оба слоя газа находятся на равных расстояниях от точки вылета скоррелированных частиц, то нельзя сказать, в каком из слоев коллапс происходит раньше. Это значит, что само наличие пары скоррелированных частиц автоматически приводит к коррелированным коллапсам в далеко разнесенных слоях газа. Коллапс опять относится ко всей системе — ЭПР-паре частиц и двум слоям газа.

Необратимость в каждом из слоев кажется связанной с необратимым взаимодействием с окружением. Но это взаимодействие устроено таким образом, что оно сохраняет квантовые корреляции, существовавшие перед коллапсом. Можно сказать, что на коллапсы наложена достаточно жесткая связь (constraint), так что вероятности коллапсов точно следуют закону $|\psi|^2$, а волновая функция ψ перед коллапсом подчиняется уравнению Шрёдингера.

Корреляция коллапсов при "измерении" устанавливается мгновенно, т.е. сверхсветовым образом. Необходимость именно сверхсветовых связей между коллапсами в разных областях пространства начала обсуждаться Стаппом [11] и усиленно дискутируется в настоящее время.

5. Квантовая коммуникация

На наличие нелокальных корреляционных связей в квантовой механике было впервые указано в работе Эйнштейна, Подольского, Розена [10]. Такая корреляция выглядела как своего рода парадокс, а в более поздних работах она была установлена со всей определенностью. Большую роль при этом сыграла теорема Белла [12], согласно которой наличие скрытых параметров перед квантовыми измерениями должно было бы проявляться в виде некоторых неравенств, не наблюдающихся экспериментально [13–15]. Тем самым была подтверждена ортодоксальная квантовая механика. Вместе с тем это означает, что в момент квантового измерения возникают нелокальные корреляционные связи. В эксперименте Аспекта, Далибарда, Роджера [15] было четко показано, что эти связи устанавливаются сверхсветовым образом. Тем самым, естественно, ставится вопрос о том, нельзя ли использовать квантовые корреляции для сверхсветового обмена информацией.

Кажется, что проще всего это можно было бы осуществить с помощью ЭПР-пар скоррелированных квантовых частиц. Например, можно представить себе вариант Бома, когда коррелированные пары частиц со спином $\pm 1/2$ и с суммарным моментом, равным нулю, разлетаются из общего центра $x = 0$. Тогда регистрация спина одной из частиц на расстоянии $x = L$ от точки рождения пар сопровождалась бы регистрацией второй частицы со спином противоположного знака на расстоянии $x = -L$. Корреляция между спинами в момент измерения устанавливается мгновенно, т.е. возникает своего рода информационная связь.

Следует подчеркнуть, что квантовое измерение существенно отличается от классического тем, что до измерения у частицы нет определенного значения спина. Оно появляется только в момент измерения в виде коллапса волновой функции в одно из состояний. Этот коллапс мгновенно "переносится" на вторую частицу, так что измеренный суммарный момент двух частиц оказывается равным нулю.

Таким образом, мгновенная нелокальная связь между частицами действительно существует. Однако оказывается, что эту связь нельзя использовать для передачи информации. Дело в том, что для передачи информации нужно усреднять сигнал по многим частицам. Но как у правой, так и у левой частицы вероятности измерения спина равны в точности $1/2$ для значений спина $\pm 1/2$. Измерения над одной из частиц никак не могут повлиять на статистику выхода значений спина $\pm 1/2$ у второй частицы. Поэтому передать информацию с помощью простейших ЭПР-пар невозможно.

Вопрос о возможности или невозможности сверхсветовой передачи информации при помощи коррелированных квантовых систем может быть рассмотрен с более общих позиций для более сложных квантовых систем [16–19]. Такое рассмотрение также приводит к выводу о невозможности сверхсветовой коммуникации. Повторим кратко аргументацию этих статей.

Особенно простым является доказательство, указанное Бусси [18]. Допустим, что имеются две квантовые системы A и B, которые взаимодействовали некоторое время до $t = 0$ и перестали взаимодействовать после $t = 0$. Если их общая волновая функция ψ_{AB} не распадается на произведение $\psi_{\mathrm{A}}\psi_{\mathrm{B}}$ волновых функций систем A и B, то A и B образуют так называемое запутанное состояние (entangled state). При этом измерения над одной из систем откликаются в виде коллапса волновой функции второй системы, т.е. возникает основание для рассуждений о возможности мгновенной передачи информации. Оказывается, однако, что такая передача информации запрещена. Связано это с обратимой эволюцией квантовых систем до измерения. Пусть ρ_{AB} представляет собой матрицу плотности объединенной системы. Именно матрица плотности описывает возможный сигнал, накапливаемый по многим измерениям, который мог бы быть использован для передачи информации. В соответствии с уравнением Шрёдингера матрица плотности эволюционирует обратимо и каузально:

$$\rho_{\mathrm{AB}}(t) = \exp\left(-\frac{\mathrm{i}Ht}{\hbar}\right)\rho_{\mathrm{AB}}(0)\exp\left(\frac{\mathrm{i}Ht}{\hbar}\right). \tag{4}$$

Здесь $H = H_{\mathrm{A}} + H_{\mathrm{B}}$ — гамильтониан объединенной системы в отсутствие взаимодействия. Результаты измерения любого оператора U_{A} в системе A даются выражением

$$\langle U_{\mathrm{A}}\rangle = \mathrm{Tr}\,U_{\mathrm{A}}\rho_{\mathrm{AB}} = \mathrm{Tr}\,U_{\mathrm{A}}\bar{\rho}_{\mathrm{A}}\,, \tag{5}$$

где знак Tr означает след (шпур) матрицы, а через $\bar{\rho}_{\mathrm{A}}$ обозначена редуцированная матрица плотности, т.е. результат взятия следа от матрицы ρ_{AB} по переменным системы B: $\bar{\rho}_{\mathrm{A}} = \mathrm{Tr}_{\mathrm{B}}\,\rho_{\mathrm{AB}}$. Другими словами, в соответствии с общими принципами квантовой механики при описании системы A над матрицей ρ_{AB} должна быть проведена операция частичного взятия следа по переменным системам B. Так как $H = H_{\mathrm{A}} + H_{\mathrm{B}}$, то имеем

$$\bar{\rho}_{\mathrm{A}} = \exp\left(-\frac{\mathrm{i}H_{\mathrm{A}}t}{\hbar}\right)\mathrm{Tr}_{\mathrm{B}}\left[\exp\left(-\frac{\mathrm{i}H_{\mathrm{B}}t}{\hbar}\right)\rho_{\mathrm{AB}}(0)\times \times\exp\left(\frac{\mathrm{i}H_{\mathrm{B}}t}{\hbar}\right)\right]\exp\left(\frac{\mathrm{i}H_{\mathrm{A}}t}{\hbar}\right). \tag{6}$$

Но след по переменным системы B от выражения в скобках равен просто $\mathrm{Tr}_{\mathrm{B}}\,\rho_{\mathrm{AB}}(0)$ и не зависит от времени. Поэтому никакие манипуляции с физическими величинами в системе B не могут повлиять на систему A. Соответственно, нет никакой возможности переслать информацию из системы B в систему A после того, как прекратилось их взаимодействие.

Элегантное доказательство Бусси кажется вполне строгим и не оставляющим никакой возможности для передачи информации посредством квантовых корреляций. В конечном счете этот вывод делается на основе основных положений квантовой механики: эволюция до измерения подчиняется уравнению Шрёдингера, а при измерениях вероятность того или иного результата пропорциональна $|\psi|^2$ для соответствующих компонент волновой функции.

Впрочем, в рассуждениях Бусси содержится одна неточность, которая была устранена в статье Шимони [19], построенной в духе логики Гирарди, Римини и Вебера [17]. Дело в том, что в доказательстве Бусси никак не учтен измерительный прибор, что, вообще говоря, неверно. Но если согласно [19] заменить ρ_{AB} в (6) на ρ_{ABM} и H_{B} на $H_{\mathrm{B}} + H_{\mathrm{M}}$, где индекс M обозначает измерительный прибор, и провести затем усреднение по переменным систем B и M, то окончательный вывод будет тем же самым: передача информации посредством квантовых корреляций запрещена основными принципами квантовой механики.

Этот вывод кажется вполне убедительным и окончательным. Но на самом деле он относится только к вполне определенной схеме. А именно, предполагается, что вначале создаются две коррелированные частицы или квантовые системы, затем эти системы разлетаются, эволюционируя согласно уравнению Шрёдингера, и только после этого над ними производятся измерения. Время t в скобках выражения (6) выпадает только потому, что эволюция квантовой системы B предполагается причинной и полностью обратимой. Таким образом, приведенное выше доказательство оставляет открытым вопрос о возможности или невозможности передачи информации посредством квантовых корреляций в необратимых квантовых системах. Другими словами, остается вопрос, нельзя ли за счет усложнения схемы устройства и введения в нее элементов необратимости осуществить такой вариант квантовой системы, в которой передача информации посредством квантовых корреляций стала бы возможной. Ответ на этот вопрос отнюдь не тривиален.

Одна из схем подобного рода была предложена Гербертом [20]. Она основана на использовании ЭПР-пар фотонов в S-состоянии и детекторов с соответствующими поляризаторами и полуволновыми пластинами, расположенными в точках A и B. Пусть корреляция фотонов такова, что при измерении определенной поляризации фотона в точке A второй фотон в точке B наблюдается в ортогонально поляризованном состоянии. Если в точке A измеряется плоскополяризованный фотон, то в точке B также будет зарегистрирован фотон с плоской поляризацией. А если выбрать схему детектирования в точке A так, чтобы в ней регистрировались фотоны с круговой поляризацией, то и в точке B произойдет коллапс фотонов в состояние с круговой поляризацией. В первом случае неполяризованный в среднем пучок света в точке B будет состоять из плоскополяризованных фотонов, а во втором — из циркулярно поляризованных фотонов. Если бы в точке B имелась возможность отличать плосконеполяризованный свет от циркулярно неполяризованного света, то наблюдатель B узнал бы, в каком состоянии находится измерительная система в точке A. Так как эта информация создается коллапсами, то тем самым была бы осуществлена сверхсветовая телекоммуникация.

Чтобы установить, в каком неполяризованном состоянии находится пучок фотонов в области регистрации B, автор работы [20] предлагает использовать усилительную лазерную трубку перед системой регистрации B. По идее Герберта такая трубка должна клонировать, т.е. "вегетативно размножать" фотоны, и соответственно каждый падающий фотон должен превратиться в некоторый импульс света из многих однотипных фотонов. Установить характер поляризации такого импульса не представляет труда, так что в таком варианте необратимого устройства с лазерным усилителем, казалось бы, можно установить, что происходит с фотонами в области регистрации A.

Но как оказалось, такой "квантовый телеграф" работать не может [21, 22]. Наиболее убедительными представляются аргументы Вуттерса и Цурека, показавшими, что одиночный квант не может быть клонирован в силу линейности квантовой механики. Повторим их аргументацию. Идеальное усилительное устройство производит над фотоном следующую операцию:

$$|A_0\rangle|s\rangle \to |A_s|ss\rangle. \qquad (7)$$

Здесь $|s\rangle$ соответствует падающему фотону в состоянии s, $|A_0\rangle$ есть начальное состояние усилителя, $|A_s\rangle$ представляет собой конечное состояние аппарата, а символ $|ss\rangle$ относится к состоянию с двумя фотонами с одной и той же поляризацией s. Допустим, что усиление (7) может быть выполнено для вертикальной $|\updownarrow\rangle$ и горизонтальной $|\leftrightarrow\rangle$ поляризаций, так что

$$A_0|\updownarrow\rangle \to |A_{\text{vert}}\rangle|\updownarrow\updownarrow\rangle\,, \qquad (8)$$

$$A_0|\leftrightarrow\rangle \to |A_{\text{hor}}\rangle|\overset{\leftrightarrow}{\leftrightarrow}\rangle\,. \qquad (9)$$

В соответствии с квантовой механикой такое усиление может быть представлено линейным преобразованием. Поэтому, если начальная поляризация дается суперпозицией $\alpha|\updownarrow\rangle + \beta|\leftrightarrow\rangle$ (при $\alpha = \beta = 1/\sqrt{2}$ это соответствует линейной поляризации под углом 45°), то в соответствии с (8), (9) результат взаимодействия с усилителем должен выглядеть как

$$A_0\big(\alpha|\updownarrow\rangle + \beta|\leftrightarrow\rangle\big) \to \alpha|A_{\text{vert}}\rangle|\updownarrow\updownarrow\rangle + \beta|A_{\text{hor}}\rangle|\overset{\leftrightarrow}{\leftrightarrow}\rangle\,. \qquad (10)$$

Если состояния усилительного устройства A_{vert} и A_{hor} не идентичны, то два фотона выйдут из усилителя в смешанном состоянии. А если они идентичны, то два фотона вылетят в чистом состоянии

$$\alpha|\updownarrow\updownarrow\rangle + \beta|\overset{\leftrightarrow}{\leftrightarrow}\rangle\,. \qquad (11)$$

Ни в том, ни в другом случае мы не получим двух фотонов в состоянии с поляризацией $\alpha|\updownarrow\rangle + \beta|\leftrightarrow\rangle$. Такое состояние в случае идеального усилителя должно было бы быть записано как

$$2^{-1/2}(\alpha a^+_{\text{vert}} + \beta a^+_{\text{hor}})^2|0\rangle = \alpha^2|\updownarrow\updownarrow\rangle + 2^{1/2}\alpha\beta|\updownarrow\leftrightarrow\rangle + \beta^2|\overset{\leftrightarrow}{\leftrightarrow}\rangle\,, \qquad (12)$$

где a^+_{vert} и a^+_{hor} представляют собой операторы рождения фотонов, а состояние $|0\rangle$ соответствует вакууму. Ясно видно, что состояние (12) не совпадает с суперпозицией (11). Это означает, что не существует устройства, которое могло бы усиливать произвольную поляризацию. Разумеется, тем самым не исключается устройство, которое может усиливать порознь вертикальную или горизонтальную поляризации. Но такой усилитель не годится для осуществления сверхсветовой коммуникации.

В статье Глаубера [22] обсуждается другой аспект предлагаемого устройства — фотонный шум. С помощью простой модели усилителя в виде перевернутого маятника им показано, что усиление шумов настолько велико, что предлагаемая Гербертом схема не может быть осуществлена и по этой причине.

Рассмотрим теперь другой вариант устройства для квантовой коммуникации [22, 24], основанного на необратимом эффекте Соколова. Сам эффект был обнаружен в экспериментах Соколова и др. [25] по атомной интерферометрии. Пучок возбужденных атомов водорода в метастабильном состоянии $2s$ пропускается через небольшой конденсатор с продольным электрическом полем. Благодаря линейному штарк-эффекту атом в поле поляризуется, так что образуется распадающаяся во времени $2p$-компонента. При использовании двух конденсаторов можно наблюдать интерференцию амплитуд $2p$-компоненты. Неожиданно оказалось, что даже в отсутствие электрического поля $2s$-атомы поляризуются при пролете вблизи металлического образца. Так был открыт эффект Соколова.

В статье [26] этот эффект был объяснен на основе представлений о коллапсах волновых функций электронов проводимости в металле. При пролете $2s$-атома вблизи поверхности металла происходит взаимодействие электронов проводимости с возбужденным атомом. Средний эффект такого взаимодействия очень мал, поскольку вне металла макроскопическое поле практически отсутствует: тепловые флуктуации электрического поля малы, а поле изображения и того меньше. Но, улетая внутрь металла после взаимодействия, электроны проводимости могут испытывать коллапсы при рассеянии на других электронах, фононах и атомах примесей. При таких коллапсах волновые функции электронов следуют, в основном, закону $p \sim |\psi|^2$, но за счет закона сохранения энергии происходит очень малое отклонение от этого закона. Дело в том, что после коллапса волновой пакет становится более локализованным, и в силу сохранения энергии в среднем превалируют коллапсы в более медленную часть волнового пакета. Вследствие этой несимметрии каждый электрон, находясь в запутанном состоянии с движущимися атомами, дает некоторый сдвиг его $2p$-амплитуды. Эффект от одного электрона очень мал: он пропорционален матричному элементу взаимодействия и малому параметру асимметрии коллапса $\alpha \approx \sqrt{\lambda_{\text{B}}/\lambda}$, где λ_{B} — длина волны де Бройля электрона проводимости, λ — его средняя длина свободного пробега. Но поскольку число взаимодействующих электронов очень велико, суммарный эффект не мал.

Таким образом, согласно [26] эффект Соколова обусловлен квантовыми корреляциями между возбужденным атомом и коллапсирующими волновыми функциями электронов проводимости. Если управлять темпом рассеяния электронов, то в принципе можно было бы ожидать появления соответствующего отклика на амплитуде $2p$-состояний, т.е. на интенсивности излучения возбужденных атомов. В этом и состоит возможность квантовой коммуникации на основе эффекта Соколова.

Проведенные недавно эксперименты [27] по проверке предложенного в [26] объяснения эффекта Соколова находятся в соответствии с теоретическими представлениями. Определенная в эксперименте зависимость эффекта от расстояния между пучком и металлическим образцом, а также зависимость эффекта от геометрии образца, находятся в хорошем соответствии с теорией. Можно полагать, что теория подтверждается экспериментом. Если схема [23, 24] квантовой коммуникации действительно осуществима, то можно более ясно понять, когда возможна и когда невозможна передача информации посредством квантовых корреляций с использованием коллапсов волновых функций. При этом речь идет не о простой передаче сигналов посредством электромагнитных волн или модулированных пучков частиц. Под квантовой коммуникацией мы понимаем возможность мгновенной передачи информации при коллапсе скоррелированных нелокальных волновых функций.

Все схемы, в которых коррелированные квантовые системы разносятся на очень далекое расстояние друг от друга, оказываются непригодными в силу основного принципа квантовой теории: вероятности тех или иных результатов соприкосновения волновой функции с внешними приборами, т.е. "измерения", с большой точностью следуют закону $|\psi|^2$. И так как при разлете квантовых систем они эволюционируют обратимо согласно уравнению Шрёдингера, то, как видно из соотношения (6), измерения в одной из систем никак не влияют на статистику результатов измерений во второй системе.

Если использовать необратимые системы с непрерывным спектром, например, простой газ или газ свободных электронов, то может иметь место малое систематическое отклонение от закона $p \sim |\psi|^2$ для отдельных частиц. Поэтому можно представить себе схемы, в которых это отклонение может быть использовано для передачи информации. Однако в этом случае время подготовки системы для передачи информации ограничено сверху временем релаксации τ, например, временем столкновений электронов в металле. Поэтому речь может идти лишь о передаче информации на небольших расстояниях, т.е. в пределах одной сложной системы, испытывающей нелокальную необратимую релаксацию. Квантовая коммуникация, скорее всего, может быть возможной только в сложных необратимых системах. Не исключено, что она может играть какую-то роль в биологических системах, как наиболее ярких представителях сложной эволюции необратимых самоорганизующихся систем.

6. Заключение

Вопрос о коллапсах волновых функций возник в самые первые годы становления квантовой теории. С тех пор он не перестает быть предметом дискуссий и самых разных точек зрения.

С математической точки зрения этот вопрос был проанализирован фон Нейманом [28]. Он различает два непохожих друг на друга процесса: непрерывную эволюцию квантовой системы в соответствии с уравнением Шрёдингера между измерениями и случайные проекции на одно из возможных состояний при измерении. Второй процесс не описывается уравнением Шрёдингера и является случайным. Но согласно фон Нейману этот случайный процесс не может быть описан и в терминах скрытых параметров. Разбиение процессов эволюции только на два типа без физически ясного описания явления коллапса не мог удовлетворить физиков с образным мышлением. Поэтому вопрос о коллапсах оставался и продолжает оставаться предметом оживленных дискуссий. К его объяснению были намечены многие, часто сильно различающиеся подходы.

Существует, например, точка зрения А. Переса [29, 30], что проблемы коллапсов вообще нет, поскольку "вектор состояния нельзя приписать отдельной системе, а только ансамблю систем". Соответственно, волновая функция становится не свойством системы, а только "процедурой" для вычисления вероятностей, но с таким подходом трудно согласиться. Перес добавляет в своей статье [30]: "Те из читателей, которые привержены позиции "реализма", не примут моего подхода, но тогда это их проблема, как объяснить удивительные события..." при измерениях. Прямо противоположная точка зрения, напротив, допускает динамическое описание коллапса [31] и существование спонтанных коллапсов [32] даже у свободной частицы. Для описания таких коллапсов уравнение Шрёдингера предлагается дополнить феноменологическим слагаемым со стохастичностью. Поскольку при этом изменяется динамика даже свободной частицы, данный подход должен привести к кардинальному изменению основ квантовой механики, для чего пока не видно достаточных оснований.

Более естественными представляются подходы, которые связывают коллапсы с влиянием сложного внешнего окружения [33–35]. Моделируя взаимодействие с внешним окружением бассейном осцилляторов, Унру и Цурек [36] в самом деле обнаружили возможность коллапса волновой функции перевернутого маятника. Можно полагать, что аналогичным образом коллапсы волновых функций должны происходить и в системах, классические аналоги которых имеют разбегающиеся траектории в фазовом пространстве. Простейшей из таких систем является обычный газ. Естественно допустить поэтому, что газ является усилителем стохастичности как классической, так и квантовой [8]. Если это так, то мы приходим к естественной картине квантового молекулярного хаоса [2], когда усиление внешней стохастичности проявляется в виде коллапсирования волновых функций атомов газа при их рассеянии и последующей сложной декогерентности.

Предполагая, что такая декогерентность проявляется в уничтожении волновых функций там, где атомов нет, мы естественно приходим к описанию газа в терминах волновых пакетов. Каждый из таких пакетов взаимодействует с другими атомами, порождая рассеянные волны, а затем коллапсирует в один из возможных рассеянных пакетов. При таком подходе волновые функции атомов газа приобретают информационный характер, и механизм уничтожения волн там, где частица отсутствует, является вполне естественным.

Коллапсы волновых функций атомов газа приводят к коллапсам волновых функций других частиц, взаимодействующих с газом. Таким образом, газ можно рассматривать как измерительный прибор: он легко выполняет самый деликатный этап процесса измерения — коллапс волновой функции.

Коллапсы волновых функций не являются произвольными: они подчиняются универсальной наложенной извне связи — вероятности коллапсов должны быть пропорциональны $|\psi|^2$ для соответствующего состояния. Этот универсальный закон не позволяет создать сверхсветовую коммуникацию на произвольно больших расстояниях. Но коллапсы волновых функций в газе, в том числе, в газе свободных электронов допускают малое отклонение от универсального закона $|\psi|^2$. Обычно это отклонение не играет большой роли, но оно является ключевым для объяснения эффекта Соколова. Соответственно, на базе эффекта Соколова можно представить себе передачу информации посредством квантовых корреляций на сравнительно небольших расстояниях. Существенную роль при этом играют необратимые процессы релаксации электронов проводимости в металле.

Итак, если стоять на позициях реалистического подхода, то коллапсы волновых функций следует рассматривать как реально протекающие процессы. Коллапсы волновых функций могут происходить внутри физических систем, как своего рода "внутренние измерения" или "самоизмерения". Именно такие процессы имеют место при эволюции волновых функций атомов газа или броуновских частиц в газе. Еще более четко коллапсы волновых функций проявляются при обычных "внешних" измерениях: при этом одновременно коллапсируют функции измеряемого микрообъекта и измерительного прибора. Такой коллапс четко демонстрирует квантовую корреляцию двух систем — микрообъекта и прибора.

При коллапсе коррелированных систем происходит обмен информацией. Вопрос состоит в том, является ли этот обмен чисто случайным или он скрывает в себе возможности для управляемой передачи информации, накапливаемой многими микрообъектами. Поскольку коллапсы скоррелированных систем могут происходить в течение достаточно коротких интервалов времени, то возможность передачи информации посредством квантовых корреляций перекликается с возможностью сверхсветовых коммуникаций. Ясно, что сверхсветовая передача сигналов на большие расстояния вступает в противоречие с принципом относительности. Поэтому мгновенная передача сигналов на очень большие расстояния запрещена. Согласно работам [16–19] этот запрет следует из общего принципа квантовой механики, что вероятности событий пропорциональны $|\psi|^2$. Можно сказать и наоборот: из принципа относительности следует случайность квантовых событий и закон $p \sim |\psi|^2$ (см. по этому поводу [37]). Однако в сложных необратимых системах внутренний обмен информацией за счет квантовых корреляций кажется не запрещенным. Надо полагать, что будущие исследования позволят прояснить этот вопрос.

Список литературы

1. Герштейн С С, Берестецкий В Б *Физическая энциклопедия* Т. 2 с. 273 (М.: Советская энциклопедия, 1990)
2. Кадомцев Б Б, Кадомцев М Б *ЖЭТФ* **108** 1634 (1995)
3. Kulaga A A *Phys. Lett. A* (Netherlands) **A202** 7 (1995)
4. Пригожин И, Сенгерс И *Время, Хаос, Квант* (М.: Прогресс, 1994)
5. Petrosky T, Prigogine I *Physica* **A147** 439 (1988)
6. Petrosky T, Prigogine I *Phys. Lett.* **A182** 5 (1993)
7. Petrosky T, Prigogine I *Physica* **A175** 146 (1991)
8. Кадомцев Б Б *УФН* **165** 967 (1995)
9. Namiki M, Pascazio S *Physics Reports* **253** 301 (1993)
10. Einstein A, Podolsky B, Rosen N *Phys. Rev.* **47** 777 (1935)
11. Stapp H P *Nuovo Cimento* **40B** 191 (1977)
12. Bell J S *Physics* **1** 195 (1964)
13. Freedman S J, Clauser J R *Phys. Rev. Lett.* **28** 938 (1972)
14. Fry F S, Thomson R C *Phys. Rev. Lett.* **37** 465 (1976)
15. Aspect A, Dalibard J, Roger G *Phys. Rev. Lett.* **49** 1804 (1982)
16. Ghirardi G C, Weber T *Lett. Nuovo Cimento* **26** 599 (1979)
17. Ghirardi G C, Rimini A, Weber T *Lett. Nuovo Cimento* **27** 293 (1980)
18. Bussey R V *Phys. Lett.* **A90** 9 (1982)
19. Shimony A *Proc. Int. Symp. Found of Quantum Mechanics, Tokyo* (1983) p. 225
20. Herbrt N *Found. of Physics* **12** 1171 (1982)
21. Wootters W K, Zurek W H *Nature* (London) **229** 802 (1982)
22. Glauber R J *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **480** 336 (1986)
23. Кадомцев Б Б *УФН* **164** (5) 449 (1994)
24. Kadomtsev B B *Phys. Lett.* **A209** 000 (1995)
25. Sokolov Yu L, Yakovlev V P, Pal'khikov V G *Physica Scripta* **49** 86 (1994)
26. Kadomtsev B B, Kadomtsev M B *Physica Scripta* **50** 243 (1994)
27. Kadomtsev B B, Kadomtsev M B, Kucherjaev Yu A, Podogov Yu L, Sokolov Yu L *Physica Scripta* **52** (1996) (in press)
28. Von Neumann J *Mathematishe Grundlagen der Quantenmechanik* (Berlin: Springer, 1932); [перевод: фон Нейман Иоганн *Математические основания квантовой механики* (М.: Физматгиз, 1963)]
29. Peres A *Am. J. Phys.* **52** 644 (1984)
30. Peres A *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **480** 438 (1986)
31. Pearle P *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **480** 539 (1986)
32. Ghirardi G C, Pearle P, Rimini A *Phys. Rev. A* **42** 78 (1990)
33. Zurek W H *Proc. Int. Symp. Found. Quantum Mechanics, Tokyo* (1983) p. 181
34. Zurek W H *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **480** 89 (1986)
35. Namiki M, Pascazio S, Schiller C *Phys. Lett. A* (Netherlands) **187** 17 (1994)
36. Unruh W C, Zurek W H *Phys. Rev. D* **40** 1071 (1989)
37. Popescu S, Rohrlich D *Found. Phys.* **24** 379 (1994)

Collapses of wave functions

B.B. Kadomtsev, M.B. Kadomtsev
Russian Scientific Centre 'Kurchatov Institute', pl. Kurchatova 46, 123182 Moscow
Tel. (7-095) 196-98 14. Fax (7-095) 943-00 73 kadomtse@ufn.msk.su

The collapse of a wave function has recently reemerged as a subject of extensive discussion in the quantum mechanical literature. In the present paper, wave function collapses occurring during the irreversible evolution of complex quantum systems, including those involved in measurement procedures, are described.

PACS numbers: 03.65.Bz, **05.45.+b**, 05.70.Ln, **89.70.+c**
Bibliography — 37 references

Received 27 February 1996