

# Возможно ли невозмущающее измерение коллапса вектора квантового состояния удаленной локализованной системы?

А.В.Белинский

*На примере эксперимента, реализующего, по утверждению его авторов, парадокс друзей Вигнера, показана невозможность измерения состояния коллапса вектора состояния удаленной локализованной системы. Установлено также, что объективность результатов квантовых измерений при этом не нарушается.*

**Ключевые слова:** парадокс друзей Вигнера, квантовые невозмущающие измерения, неравенство Белла, неравенство Клаузера–Хорна–Шимони–Хольта, вектор квантового состояния, проекционный постулат фон Неймана, «no communication theorem».

## 1. Введение

В последнее время заметно возрос интерес к выяснению онтологического статуса волновой функции и вектора квантового состояния, являющихся одними из основных понятий квантовой механики. Проявления так называемой квантовой нелокальности и множество квантовых парадоксов не находят бесспорных и общепринятых непротиворечивых интерпретаций. В этой связи все больше приверженцев приобретает информационная интерпретация, истоки которой были намечены еще Нильсом Бором [1], получившая дальнейшее развитие, например, в работах [2, 3].

В качестве одного из аргументов в пользу такой интерпретации выдвигается так называемый парадокс друзей Вигнера, получивший, по утверждению авторов [4], экспериментальное подтверждение.

С самого начала, после того как физики убедились в том, что в природе существуют запутанные состояния и связанное с ними явление нелокальности, предпринимались попытки использовать их в целях передачи информации (см., напр., [5] и цитируемую там литературу). Эти попытки основывались на существовании количественных характеристик величины запутанности (параметр Шмидта, неравенства Белла типа неравенства Клаузера–Хорна–Шимони–Хольта (CHSH) [6], критерий Переса–Городецких и т. д.). Предполагалось, что, измеряя значения этих параметров, можно получить информацию о процессах, происходящих с различными частями запутанного состояния, и с их помощью осуществить передачу информации на макроскопические расстояния. Развитие данного направления шло по пути увеличения числа запутанных частиц и детекторов и усложнения процессов взаимодействия между ними. За последние бо-

лее чем 30 лет ряд принципиальных схем, направленных на реализацию таких идей, был проанализирован теоретически и проверен экспериментально, начиная с классических работ Аспе [7–10] по проверке неравенств Белла [11].

В работе [4] описан эксперимент, который вызывает ряд вопросов, связанных не только с возможностью квантового информационного обмена, но и с объективностью результатов квантовых измерений вообще. Можно ли передавать сигнал, произведя коллапсирующее измерение одной из пары запутанных частиц без классического канала связи? Могут ли удаленные наблюдатели получать различные результаты измерения одного и того же квантового объекта? Попытке ответить на эти вопросы и посвящена настоящая работа.

## 2. Эксперимент, воспроизводящий парадокс друзей Вигнера [4]

Пара запутанных по поляризации фотонов поступает к друзьям Алисы и Боба, каждый к своему, в отдельную лабораторию. Сами же Алиса и Боб, также находящиеся в разных местах, имеют возможность невозмущающим образом либо получить тот же результат – значения  $A_0$  и  $B_0$  дихотомных переменных, равных  $+1$  или  $-1$  в зависимости от состояния поляризации зарегистрированных фотонов, либо осуществить, по утверждению авторов, измерение того, произошел ли коллапс состояния суперпозиции запутанных фотонов. Для этого и Алиса и Боб на тех же детекторах при небольшой модернизации экспериментальной установки – введении в схему дополнительных светоделителей – получают также дихотомные значения  $A_1$  и  $B_1$ , равные  $+1$  или  $-1$ .

Итак, в каждом акте измерений существуют вполне определенные значения  $A_0$  и  $B_0$ , т. е. объективно коллапс осуществился. Однако Алиса и Боб, регистрируя  $A_1$  и  $B_1$ , видят при этом квантовую интерференцию, которая, якобы, свидетельствует об обратном. Как в этом предлагают убедиться авторы [4]? Они из величин  $A_i$  и  $B_i$  составляют неравенство Белла типа CHSH [5],

$$S = \langle A_1 B_1 \rangle + \langle A_1 B_0 \rangle + \langle A_0 B_1 \rangle - \langle A_0 B_0 \rangle \leq 2, \quad (1)$$

А.В.Белинский. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы;  
e-mail: belinsky@inbox.ru, belinsky@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 17 ноября 2019 г., после доработки – 17 января 2020 г.

и в эксперименте оно нарушается, что свидетельствует об отсутствии определенных значений  $A_0, A_1, B_0, B_1$  одновременно, хотя все они измерены и известны, в том числе  $A_0$  и  $B_0$ .

Итак, в ходе одного и того же эксперимента имеются определенные измеренные значения  $A_0$  и  $B_0$ , но статистические наблюдения средних величин, входящих в (1), свидетельствуют о том, что определенные значения  $A_0$  и  $B_0$  не могут существовать одновременно с  $A_1$  и  $B_1$ . Но они измерены и существуют! На основании этого явного противоречия авторы [4] приходят к выводу о том, что объективной реальности не существует. Ведь не может один и тот же эксперимент давать взаимно исключающие результаты. Все ли здесь корректно?

### 3. Особенности неравенства CHSH

Для выяснения следствий нарушения неравенства CHSH обратимся к простейшему его выводу [12, 13]. Пусть все четыре величины  $A_i, B_i$  одновременно имеют определенные значения  $a_0, a_1, b_0, b_1$ , равные +1 или -1. Тогда из них можно составить выражения

$$\begin{aligned} a_1 b_1 + a_1 b_0 + a_0 b_1 - a_0 b_0 &= a_1(b_1 + b_0) + a_0(b_1 - b_0) \\ &= b_1(a_1 + a_0) + b_0(a_1 - a_0) = \pm 2, \end{aligned} \quad (2)$$

из которых следует неравенство (1).

При этом важно отметить, что понятие *определенных значений*  $a_0, a_1, b_0, b_1$  при выводе неравенств Белла, в том числе и типа CHSH, имеет смысл не их детерминированности, ведь они случайны, а того, что в каждом акте измерений они существуют *одновременно*. Неравенства Белла нарушаются тогда, когда одновременно измеряются не все четыре величины, а только две из них, либо три из шести или четыре из восьми, как в парадоксе Гринберга–Хорна–Цайлингера (GHZ) [14]. Это связано с тем, что глубинной причиной нарушения классических неравенств Белла является описание входящих в него наблюдаемых некокоммутирующими операторами при использовании квантовомеханического подхода [12]. Поэтому и одновременные прямые измерения их не производятся, но неравенства конструируются из пар (CHSH), троек или четверок (GHZ) входящих в них величин.

На первой стадии эксперимента [4] все наблюдатели (Алиса, Боб и их друзья) измеряют одни и те же величины,  $A_0$  и  $B_0$ , и, разумеется, получают одни и те же результаты. Из них составляется среднее  $\langle A_0 B_0 \rangle$ . Далее Алиса и Боб устанавливают в своих измерителях дополнительные светоделители и переходят к измерению  $A_1$  и  $B_1$ . При этом все четыре величины,  $A_0, B_0, A_1$  и  $B_1$ , измеряются одновременно (Алисой и Бобом –  $A_1$  и  $B_1$ , а  $A_0$  и  $B_0$  – их друзьями) и одновременно имеют определенные значения  $a_0, a_1, b_0, b_1$ . Если из них составить средние, входящие в неравенство (1), то оно, конечно, не нарушится в силу (2), поскольку одновременное существование определенных значений  $a_0, a_1, b_0, b_1$  является достаточным условием выполнения (1). Даже если светоделитель установлен только у Алисы или Боба, то одновременно будут измеряться три из четырех величин  $A_0, B_0, A_1$  и  $B_1$ , и опять же, в силу (2), неравенство (1) нарушиться не может, т.к. обнулится одна из скобок в (2). Почему же оно нарушилось в [4]?

Если отбросить возможность какой-то ошибки эксперимента [4], то единственным объяснением возникающе-

го несоответствия может быть только то, что среднее  $\langle A_0 B_0 \rangle$  на первой стадии эксперимента не тождественно среднему  $\langle A_0 B_0 \rangle$  на последующих его стадиях. Почему это может происходить? Дело в том, что информативной в [4] считается только регистрация всех шести фотонов. Остальные реализации просто отбрасываются. Таким образом, при изменении условий измерений у Алисы и/или Боба (установкой светоделителей) происходит селекция измерительных отсчетов у их друзей, и среднее  $\langle A_0 B_0 \rangle$  может измениться.

Значит ли это, что объективность измерений отсутствует? Нет. Ведь изменение измерителя естественно может обуславливать и изменение результатов измерений. Объективность могла бы пострадать лишь в случае подлинно невозмущающего измерения, когда результат Алисы и/или Боба никак не влиял бы на результаты их друзей. Однако, как будет показано в следующих разделах, и это вряд ли возможно. Но в начале приведем дополнительную аргументацию в пользу представленных здесь соображений.

Есть еще одно доказательство неравенства (1), которое строится на более мягком предположении одновременного существования не всех четырех значений  $a_0, a_1, b_0, b_1$ , а лишь на существовании *всех* элементарных четырехмерных вероятностей  $P(A_0, A_1, B_0, B_1)$  [15]. Действительно, предполагая все их неотрицательными и в сумме дающими единицу, исходя из условия нормировки всех возможных вероятностей исхода эксперимента, а также расписывая средние, входящие в (1), например

$$P_{ab}(++) = (++++)+(+++--)+(+-++)+(+--+),$$

получим, что сумма всех средних, входящих в (1), в точности равна удвоенному разложению единицы, т.е. удвоенной сумме всех возможных  $P(A_0, A_1, B_0, B_1)$ , откуда опять же с необходимостью следует неравенство (1) [15]. Однако для нарушения (1) достаточно отсутствия существования не всех, а *лишь некоторых*  $P(A_0, A_1, B_0, B_1)$ .

В самом деле, если посчитать квантовые средние этих элементарных вероятностей применительно к случаю измерения состояния поляризации запутанной пары фотонов, как это имеет место в эксперименте [4], то лишь некоторые из них окажутся отрицательными [15], аналогично тому, как это происходит в распределении Вигнера.

Но что означают эти совместные отрицательные вероятностные распределения? Они связывают наблюдаемые величины, некоторые из которых описываются некокоммутирующими операторами, например  $A_0$  и  $A_1$ , в случае, когда (1) нарушается [15]. Поэтому их прямые измерения, как и измерения их вероятностных распределений, невозможны. В этом смысле подобные элементарные вероятности лишены *операционального* смысла, как и отрицательные вероятности вообще.

Как же авторам [4] удалось получить противоречивые, взаимно исключающие результаты? Очевидно, это произошло потому, что на разных стадиях эксперимента средние  $\langle A_0 B_0 \rangle$  были разными. Действительно, когда установлены дополнительные светоделители и одновременно измеряются все четыре наблюдаемые, ясно, что все они описываются коммутирующими операторами и неравенство (1) нарушиться не может. Нарушение может возникнуть лишь в том случае, если оператор наблюдаемой  $A_0$  на первой стадии эксперимента не коммутирует с  $A_1$  на последующих стадиях. Аналогичная ситуация с  $B_0$  и  $B_1$ . Если же

наблюдаемые описываются разными операторами на разных стадиях эксперимента, то ясно, что и сами наблюдаемые отличаются друг от друга.

Необходимо подчеркнуть, что при выводе обычных неравенств Белла типа CHSH используются двухчастичные состояния. И эти неравенства формулируются из корреляционных функций  $E(a, b)$ , для вычисления которых надо проводить серию измерений с последующим усреднением их результатов. Именно такие корреляционные функции входят в уравнение (1). В анализируемом эксперименте используются шестичастичные состояния, что существенно отличает эту ситуацию от обычного рассмотрения, поскольку меняется как протокол измерений, так и процедура обработки результатов. В частности, оказывается возможным за одно измерение получить все четыре измеряемые величины. Именно это является причиной некорректного использования неравенства Белла вида CHSH авторами эксперимента [4].

Из этих несложных соображений с очевидностью следует, что нарушение уравнения (1) вовсе не свидетельствует об отсутствии как объективно существующих  $A_0$  и  $B_0$ , так и факта коллапса исходного вектора квантового состояния. Для доказательства этого положения требовались бы более веские основания.

#### 4. Некоторые общие соображения

Уже сам факт возможности невозмущающего измерения присутствия или отсутствия коллапса вектора состояния в удаленной локализованной системе вызывает некоторые вряд ли разрешимые вопросы. Если коллапс происходит мгновенно (а этому существует и экспериментальное подтверждение, по крайней мере, скорость коллапса в [16, 17] превысила  $c$  на несколько порядков), то, имея возможность такого измерения, я могу моментально передавать информацию сверхсветовым телеграфом, поскольку присутствие и отсутствие коллапса кодируют дихотомными значениями, соответствующими 1 биту. Однако этому препятствует так называемая «no communication theorem» [18], имеющая весьма общий характер, так что нарушить ее, как представляется, вряд ли возможно.

Действительно, предположим, что в эксперименте [4] Алиса и Боб производят интерференционный эксперимент до регистрации их друзьями запутанной пары фотонов, т. е. до коллапса. Естественно, они получают интерференцию, которая подтверждает его отсутствие. Но что, если коллапс произойдет до измерения Алисы и Боба? В полном соответствии с «no communication theorem» ничего не должно измениться, иначе у них с друзьями установится мгновенный сверхсветовой канал связи.

Итак, даже не вникая в тонкости эксперимента и в особенности неравенства Белла типа CHSH, можно заключить, что отрицание существования объективной реальности не может быть доказано на основании парадокса друзей Вигнера.

Нужно также отметить, что в эксперименте [4] информативной считают лишь одновременную регистрацию всех шести фотонов и у Алисы, и у Боба, и у их друзей, т. е. удаленное наблюдение локализованной квантовой системы друзей отсутствует. Но в парадоксе друзей Вигнера предполагается именно такое невозмущающее измерение. Эти соображения поясняют возможность получения не совпадающих  $\langle A_0 B_0 \rangle$  на разных стадиях эксперимента [4] и

должны учитываться при планировании подобных экспериментов. Поясним это конкретным примером.

#### 5. О неудачной попытке осуществления сверхсветовой коммуникации

Попытки осуществить сверхсветовую коммуникацию на основании удаленного невозмущающего измерения мгновенного коллапса вектора состояния предпринимались неоднократно. В работах [19, 20] предложена схема, представленная на рис. 1, которая, казалось бы, позволяет реализовать эту возможность. Однако более тщательные расчеты, как будет показано далее, свидетельствуют об обратном (см. также [21]). Здесь мы их приводим потому, что они имеют прямое отношение к вопросу невозмущающего наблюдения Вигнера за своим другом.

Рассмотрим принцип работы схемы. К наблюдателям А и В в известный промежуток времени направляется пара запутанных фотонов из источника параметрического рассеяния бифотонов, освещаемого лазерной накачкой, т. е. лазерная накачка падает на пьезокристалл, и в нём рождается пара запутанных фотонов. Один из них направляется к наблюдателю А, второй – к наблюдателю В. Фотоны запутаны по поляризации. У наблюдателей имеются поляризационные призмы Волластона, на которые направляются фотоны – каждый на свою. В принципе можно измерить состояние поляризации этих фотонов с помощью детекторов  $X_b$  и  $Y_b$ . Но производить такое измерение или нет, решает наблюдатель В. Если он произвел измерение, то этому событию присваивается значение единицы, а если нет – нуля. Углы поворота призм Волластона  $\alpha$  и  $\beta$  выбираются одинаковыми, т. е. они одинаково ориентированы в пространстве относительно друг друга.

Далее, у наблюдателя А фотон, разделенный на два канала, поступает в среду с кубической нелинейностью. Навстречу посылается пробный фотон Р, также разделяемый на два канала, причем для него эти каналы являются плечами интерферометра Маха – Цендера. Пробный фотон Р выходит из интерферометра и регистрируется детектором D1 или D2. Разностная схема позволяет измерить косинус разности фаз в плечах интерферометра с учетом нелинейного взаимодействия запутанного и пробного фотонов. После этого измерения наблюдателем А осуществляется регистрация запутанного фотона детектором  $X_a$  или  $Y_a$ .

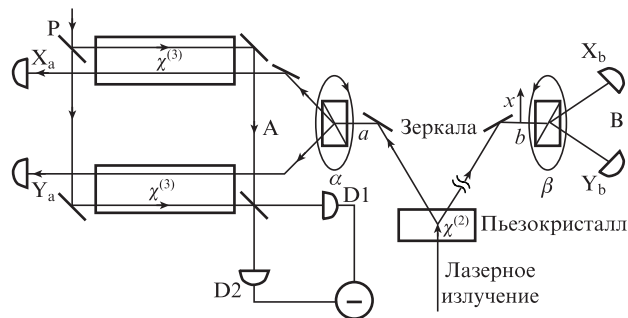


Рис. 1. Схема попытки измерения наблюдателем А момента редукции вектора состояния в результате коллапсирующего измерения наблюдателем В. Наблюдатель А с помощью детекторов  $X_a$  и  $Y_a$  может установить, какой из детекторов наблюдателя В ( $X_b$  или  $Y_b$ ) сработал в случае коллапсирующего измерения. При этом важно, чтобы наблюдатель А вначале произвел измерение детектором D1 или D2, а уже потом  $X_a$  или  $Y_a$ .

Физический принцип работы схемы основан на том, что измерение одного из фотонов пары (наблюдателем В) приводит к коллапсу вектора квантового состояния всей системы двух запутанных фотонов. Коллапс происходит мгновенно, поэтому наблюдатель А, оснащенный соответствующей измерительной системой, способной зарегистрировать этот коллапс (или его отсутствие), узнал бы о действиях наблюдателя В практически мгновенно, на каком бы расстоянии от него он не находился.

Как же работает измерительная система наблюдателя А? Прежде всего, он своими действиями не должен коллапсировать суперпозиции состояний поляризации поступающего к нему запутанного фотона, иначе информация о действиях наблюдателя В будет потеряна навсегда в силу «no communication theorem» [18]. Поэтому его измерение должно быть невозмущающим. С другой стороны, «прощупать» запутанный фотон каким-то образом он должен. В работе [22] строго доказано (как, впрочем, и в ряде других работ), что до коллапса фотон присутствует сразу в обоих пространственно разделенных каналах, соответствующих ортогональным поляризациям. Если сделать эти каналы плечами интерферометра Маха–Цендера, то фотон будет присутствовать сразу в обоих плечах, иначе не было бы интерференции одиночных фотонов, наблюдаемой экспериментально. После коллапса, обусловленного фактом измерения, произведенного наблюдателем В, фотон будет присутствовать лишь в одном канале в силу коллапса вектора состояния всей системы двух запутанных фотонов.

Далее, если в каналах интерферометра установить нелинейные прозрачные среды с кубической керровской нелинейностью, то наблюдатель А захочет определить, в двух плечах находится поступающий к нему запутанный фотон или в одном, не выясняя при этом, в каком конкретно плече он находится (иначе наблюдатель А произведет коллапсирующее измерение раньше В, если тот его еще не производил). Итак, подобная задача невозмущающего измерения, казалось бы, может быть осуществлена дополнительной подсветкой интерферометра пробным излучением, нелинейно взаимодействующим с запутанным фотоном в керровской среде в результате кросс-взаимодействия.

Что же получается в итоге? Произведя невозмущающее измерение запутанного фотона, наблюдатель А мог бы узнать о том, произвел ли коллапсирующее измерение наблюдатель В или нет, что эквивалентно передаче одного бита информации от В к А.

## 6. Основные соотношения

Рассмотрим теперь формальную процедуру описания системы.

Возьмем пару запутанных фотонов, коррелированных по поляризации. Их вектор состояния

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_x^a |1\rangle_x^b |0\rangle_y^a |0\rangle_y^b + |0\rangle_x^a |0\rangle_x^b |1\rangle_y^a |1\rangle_y^b). \quad (3)$$

Здесь  $|1\rangle$  – однофотонное фоковское состояние;  $|0\rangle$  – вакуум; индексы  $a$  и  $b$  относятся к первому и второму фотонам запутанной пары соответственно; взаимно ортогональные поперечные направления (индексы  $x$  и  $y$ ) определяют ортогональные направления поляризации. Структура этого вектора состояния такова, что, хотя направления

поляризации  $x$  и  $y$  каждого из фотонов пары  $a$  или  $b$  равновероятны, между собой они строго коррелированы, поскольку их плоскости поляризации всегда совпадают при регистрации. Такие состояния обычно приготавливают с помощью параметрического рассеяния света (см., напр., [23–25] и цитируемую там литературу).

Направим каждый из фотонов пары на призму Волластона, разделяющую взаимно ортогональные поляризации на два отдельных канала. Фактически она работает как светоделитель, а для фотонов с абсолютно случайной поляризацией – как 50%-ный светоделитель.

Перейдем теперь к невозмущающему измерению первого фотона. Установим в оба выходных канала после призмы Волластона среды с кубической нелинейностью, в которых происходит фазовая самомодуляция (ФСМ). Поскольку оператор  $\hat{n}(t)$  при ФСМ является инвариантом во времени, величина числа фотонов при ФСМ является невозмущаемой наблюдаемой и может быть невозмущающим образом измерена. Подадим на входы нелинейных сред с кубической нелинейностью (кварцевых волокон, например), помимо измеряемых сигналов, еще и слабые пробные моды  $p_1, p_2$  равной средней интенсивности, по измерению разности фаз которых попытаемся определить, находится ли первый фотон  $a$  в состоянии суперпозиции до «сильного» коллапсирующего измерения второго фотона  $b$  или же в одном из каналов после редукции вследствие такого измерения.

Возьмем в качестве пробной моды однофотонное фоковское состояние  $|1\rangle^p$ . После 50%-ного светоделителя образуется суперпозиция

$$|\psi_p\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_1^p |0\rangle_2^p + |0\rangle_1^p |1\rangle_2^p),$$

где индексы 1 и 2 обозначают плечи интерферометра.

Квантовое состояние системы в целом, после рождения пары запутанных фотонов и разделения их поляризационными призмами у наблюдателей А и В, описывается чистым состоянием с вектором

$$|\psi_{abp}\rangle = \frac{1}{2}[(|1\rangle_1^a |1\rangle_1^p |0\rangle_2^a |0\rangle_2^p + |1\rangle_1^a |0\rangle_1^p |0\rangle_2^a |1\rangle_2^p) |1\rangle_x^b |0\rangle_y^b + (|0\rangle_1^a |1\rangle_1^p |1\rangle_2^a |0\rangle_2^p + |0\rangle_1^a |0\rangle_1^p |1\rangle_2^a |1\rangle_2^p) |0\rangle_x^b |1\rangle_y^b]. \quad (4)$$

Влияние нелинейности  $\chi$ , описываемое оператором  $\hat{U} = \exp(-i\tilde{\chi}_{ap}\hat{n}_a\hat{n}_p/2)$ , в случае кросс-взаимодействия (см., напр., [18] и цитируемую там литературу) дает

$$|\psi'_{abp}\rangle = \frac{1}{2}[(|1\rangle_1^a |1\rangle_1^p |0\rangle_2^a |0\rangle_2^p \exp(-i\tilde{\chi}_{ap1}/2) + |1\rangle_1^a |0\rangle_1^p |0\rangle_2^a |1\rangle_2^p) |1\rangle_x^b |0\rangle_y^b + (|0\rangle_1^a |1\rangle_1^p |1\rangle_2^a |0\rangle_2^p + |0\rangle_1^a |0\rangle_1^p |1\rangle_2^a |1\rangle_2^p) \exp(-i\tilde{\chi}_{ap2}/2) |0\rangle_x^b |1\rangle_y^b]. \quad (5)$$

В представлении Гейзенберга действие светоделителя, расположенного перед детекторами разностной схемы, описывается как  $\hat{a}'_p = (\hat{a}_1^p \pm \hat{a}_2^p)/\sqrt{2}$ . Знак плюс здесь соответствует детектору D1, минус – D2. Тогда получим, что среднее число фотоотчетов детектора D1 равно

$$\frac{1}{4}(2 + \cos \frac{\tilde{\chi}_{ap1}}{2} + \cos \frac{\tilde{\chi}_{ap2}}{2}),$$

а D2 –

$$\frac{1}{4} \left( 2 - \cos \frac{\bar{\chi}_{ap1}}{2} - \cos \frac{\bar{\chi}_{ap2}}{2} \right).$$

В представлении Шрёдингера квантовое состояние системы на выходе интерферометра Маха–Цендера после выходного светоделителя описывается вектором

$$\begin{aligned} |\psi''_{abp}\rangle = & \frac{1}{2\sqrt{2}} \{ [ |1\rangle_1^a |0\rangle_2^a |1\rangle_x^b |0\rangle_y^b [\exp(-i\bar{\chi}_{ap1}/2) + 1] \\ & + |0\rangle_1^a |1\rangle_2^a |0\rangle_x^b |1\rangle_y^b [1 + \exp(-i\bar{\chi}_{ap2}/2)] |1\rangle_1^d |0\rangle_2^d \\ & + [ |1\rangle_1^a |0\rangle_2^a |1\rangle_x^b |0\rangle_y^b [\exp(-i\bar{\chi}_{ap1}/2) - 1] \\ & + |0\rangle_1^a |1\rangle_2^a |0\rangle_x^b |1\rangle_y^b [1 - \exp(-i\bar{\chi}_{ap2}/2)] |0\rangle_1^d |1\rangle_2^d \}. \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь  $|1\rangle_1^d |0\rangle_2^d$ ,  $|0\rangle_1^d |1\rangle_2^d$  – состояния на входе детекторов, расположенных перед разностной схемой внизу рис.1, причем  $|1\rangle_1^d |0\rangle_2^d$  соответствует срабатыванию детектора D1, а  $|0\rangle_1^d |1\rangle_2^d$  – D2. Видно, что при срабатывании одного из них, т.е. редукции выражения (6) к верхним или нижнему двум строкам, суперпозиция  $|\psi_b\rangle = (1/\sqrt{2})(|1\rangle_x^b |0\rangle_y^b + |0\rangle_x^b |1\rangle_y^b)$  не редуцирует в одну из компонент этого состояния, что выражается в том, что в общем случае и  $|1\rangle_x^b |0\rangle_y^b$ , и  $|0\rangle_x^b |1\rangle_y^b$  присутствуют в каждой из строк (6). Итак, такое измерение является поистине невозмущающим. При этом важно, чтобы числовые коэффициенты в (6) не оказались нулевыми. Лучше всего, чтобы по модулю они были одинаковыми. Тогда измерение, произведенное детектором D1 или D2, будет полностью свободно от информации о том, в каком из каналов присутствует фотон запутанной пары. Из выражения (6) также легко следуют и предыдущие результаты с косинусами.

Что же произойдет при коллапсирующем измерении состояния поляризации наблюдателем В? Состояние  $|\psi''_{abp}\rangle$  редуцирует либо в первую и третью строку (6), либо во вторую и четвертую. При этом вероятности срабатывания детекторов окажутся равными либо  $1/2(1 \pm \cos \bar{\chi}_{ap1}/2)$ , либо  $1/2(1 \pm \cos \bar{\chi}_{ap2}/2)$ , где, как и выше, знак «+» соответствует детектору D1, знак «-» отвечает детектору D2. Итак, чистое состояние переходит в смешанное с равными вероятностями (1/2) обоих исходов. А это означает то, что по результатам измерений нельзя отличить чистое состояние  $|\psi''_{abp}\rangle$  от смешанного с вероятностью  $1/2(1 \pm \cos \bar{\chi}_{ap1}/2)$  либо  $1/2(1 \pm \cos \bar{\chi}_{ap2}/2)$  после проведения «сильного» коллапсирующего измерения наблюдателем В, поскольку усреднение этих вероятностей, т.е. суммирование их с весом 1/2, дает ту же вероятность, что и в отсутствие коллапсирующего измерения наблюдателем В.

Рассмотрим последнюю возможность, которая могла бы привести к желаемой цели. Произведем еще одно последующее измерение наблюдателем А с помощью дополнительно введенных детекторов  $X_a$ ,  $Y_a$ , расположенных в самой левой части рис.1, осуществление которого позволит установить, какой из детекторов наблюдателя В ( $X_b$  или  $Y_b$ ) сработал в случае, если он произвел коллапсирующее измерение. Предварительно надо установить такие нелинейные фазовые задержки, чтобы  $\cos \bar{\chi}_{ap1}/2$  и  $\cos \bar{\chi}_{ap2}/2$  отличались друг от друга, но числовые коэффициенты во всех четырех слагаемых (6) были равными по модулю. Это достигается при  $\cos \bar{\chi}_{ap1}/2 = +\sqrt{2}/2$  и  $\cos \bar{\chi}_{ap2}/2 = -\sqrt{2}/2$

(или наоборот). В этом случае срабатывание детекторов D1, D2, расположенных перед разностной схемой в нижней части рис.1, вероятностно связано со срабатываниями детекторов  $X_a$  и  $Y_a$ , если, конечно, наблюдателем В было предварительно произведено коллапсирующее измерение. А если нет, то эти срабатывания будут случайными. Итак, если срабатывают детекторы, не соответствующие вероятностному закону  $1/2(1 \pm \cos \bar{\chi}_{ap1}/2)$  при срабатывании одного из дополнительных детекторов ( $X_a$ ) наблюдателя А, или  $1/2(1 \pm \cos \bar{\chi}_{ap2}/2)$  при срабатывании другого детектора ( $Y_a$ ), то наблюдатель А может заключить, что коллапсирующего измерения наблюдатель В не производил. Однако, как показывают расчеты, вероятностные законы в обоих случаях одинаковы, хотя присутствие и отсутствие коллапса, как было показано выше, требует различных алгоритмов расчета, которые и были нами произведены.

Этот пример показывает, как, казалось бы, вполне обоснованная схема невозмущающего измерения коллапса вектора состояния удаленной локализованной системы дает сбой в силу «no communication theorem».

## 7. Заключение

Какой вывод можно сделать из приведенной аргументации? Доказывает ли она несостоятельность информационной интерпретации квантовой механики? Совсем нет. Но если бы удалось доказать отсутствие объективной реальности применительно к волновой функции и вектору состояния, то все остальные интерпретации нужно было бы отправить в архив. Однако, как следует из всего вышеизложенного, это было бы преждевременно. Информационная интерпретация остается лишь одним из претендентов наряду с другими непротиворечивыми концепциями [26–33].

Но является ли в принципе парадокс друзей Вигнера столь неразрешимым в рамках традиционного квантовомеханического описания? Мне представляется, что он не требует какого-то принципиально нового подхода и кардинального изменения представлений об объективности квантовых процессов и результатов измерений. В самом деле, друг Вигнера произвел коллапсирующее измерение и совершенно справедливо описал его с помощью проекционного постулата фон Неймана. Сам же Вигнер рассматривает всю экспериментальную установку друга, включая его измеритель, как единую квантовую систему. При этом нет необходимости подвергать процесс измерения действию проекционного постулата, а следует просто рассмотреть его в рамках явления декогеренции [34, 35]. Таким образом один и тот же результат измерения получается разными способами, чем и исчерпывается вся парадоксальность ситуации.

Итак, удаленное невозмущающее измерение коллапса вектора состояния квантовой системы двух запутанных частиц невозможно, а объективность результатов измерений не опровергнута, по крайней мере известными способами.

Работа поддержана РФФИ (грант №18-01-00598А).

1. Bohr N. *Phys. Rev.*, **48**, 696 (1935).
2. Brukner C., Zeilinger A. *Acta Phys. Slovaca*, **49**, 647 (1999).
3. Brukner C., Zeilinger A. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 3354 (1999).
4. Proietti M., Pickston A., Graffitti F., et al. *Science Advances*, **5** (9), eaaw9832 (2019); DOI: 10.1126/sciadv.aaw9832.

5. Clauser J., Horne M., Shimony A., Holt R. *Phys. Rev. Lett.*, **23**, 880 (1969).
6. Peres A., Termon D.R. *Rev. Mod. Phys.*, **76**, 93 (2004).
7. Aspect A., Grangier P., Roger G. *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 460 (1981).
8. Aspect A., Grangier P., Roger G. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 91 (1982).
9. Aspect A., Dalibard J., Roger G. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1804 (1982).
10. Aspect A., in *Quantum [Un]speakables – From Bell to Quantum Information*. Ed. by R.A.Bertlmann, A.Zeilinger (Springer, 2002).
11. Bell J.S. *Physics*, **1**, 195 (1964).
12. Белинский А.В., Клышко Д.Н. *УФН*, **163** (8), 1 (1993) [*Phys. Usp.*, **36** (8), 653 (1993)].
13. Belinsky A.V., Klyshko D.N. *Phys. Lett. A*, **176** (6), 415 (1993).
14. Greenberger D.M., Horn M.A., Shimony A., Zeilinger A. *Am. J. Phys.*, **58**, 1131 (1990).
15. Белинский А.В. *УФН*, **164** (4) 435 (1994) [*Phys. Usp.*, **36**, 413 (1994)].
16. Жизан Н. *Квантовая случайность. Нелокальность, телепортация и другие квантовые чудеса* (М.: Альпина нон-фикшн, 2016).
17. Salart D., Vaas A., Branciard C., Gisin N., Zbinden H. *Nature*, **454**, 861 (2008); DOI:10.1038/nature07121.
18. Белинский А.В. *Вестник Моск. ун-та. Сер. 3: Физика, астрономия*, № 5, 21 (2016) [*Moscow University Physics Bulletin*, **71** (5), 482 (2016)].
19. Белинский А.В. *Электронная техника. Сер. 3: Микроэлектроника*, № 3 (171), 94 (2019).
20. Белинский А.В. *Вестник Моск. ун-та. Сер. 3: Физика, астрономия*, № 6, 127 (2017) [*Moscow University Physics Bulletin*, **72** (6), 638 (2017)].
21. Белинский А.В. *Вестник Моск. ун-та. Сер. 3: Физика, астрономия*, № 4, 12 (2018) [*Moscow University Physics Bulletin*, **73** (4), 351 (2018)].
22. Klyshko D.N. *Photons and Nonlinear Optics* (CRC Press, 1988).
23. Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **45**, 121 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 121 (2015)].
24. Kovlakov E.V., Bobrov I.B., Straupe S.S., Kulik S.P. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 030503 (2017).
25. Белинский А.В. *Квантовые измерения* (М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2015).
26. Frauchiger D., Renner R. *Nature Commun.*, **9**, 3711 (2018).
27. Lazarovici D., Hubert M. *Sci. Rep.*, **9**, 470 (2019).
28. Sudbery A. *Found. Phys.*, **47**, 658 (2017).
29. Pusey M.F. *Nature Phys.*, **14**, 973 (2018).
30. Андреев В.А. *ТМФ*, **158**, (2), 234 (2009) [*Theoret. Math. Phys.*, **158** (2), 196 (2009)].
31. Андреев В.А. *ТМФ*, **152** (3), 488 (2007) [*Theoret. Math. Phys.*, **152** (3), 1286 (2007)].
32. Андреев В.А., Манько В.И., Манько О.В., Шукин Е.В. *ТМФ*, **146** (1), 172 (2006). [*Theoret. Math. Phys.*, **146** (1), 140 (2006)].
33. Андреев В.А., Манько В.И. *ТМФ*, **140** (2), 284 (2004). [*Theoret. Math. Phys.*, **140** (2), 1135 (2004)].
34. Менский М.Б. *УФН*, **168** (9), 1017 (1998) [*Phys. Usp.*, **41** (9), 923 (1998)].
35. Zurek H. W. *Los Alamos Science*, № 27, 1 (2002).