

## Измерение без взаимодействия: кое-что об интерференции

Ренато М. Анджело, Бразилия

Перевод М.Х.Шульмана

### Interaction-free measurement: Some interference

Renato M. Angelo

Department of Physics, Federal University of Paran´a, Curitiba, PR, 81531-990, Brazil  
Ot´avio Bueno

Department of Philosophy, University of Miami, Coral Gables, FL 33124-4670, USA Adonai  
S. Sant’Anna

Department of Mathematics, Federal University of Paran´a, Curitiba, PR, 81531-990, Brazil

arXiv:0802.3853v1 [quant-ph] 26 Feb 2008

Критически анализируются две основополагающие работы, в которых был предложен термин “измерение без взаимодействия” (IFM), а именно: статья R.H. Dicke [Am. J. Phys. 49, 925 (1981)] и статья A.C. Elitzur и L. Vaidman [Found. Phys. 23, 987 (1993)]. Указывается на некоторые принципиальные неточности в исходной интерпретации и доказывается, что данный термин не соответствует ни стандартной интерпретации квантовой механики, ни урокам, которые следует извлечь из обсуждения ЭПР-проблемы.

PACS numbers: 03.65.-w, 03.65.Ta, 03.65.Ud.

Термин “Измерение Без Взаимодействия (Interaction-Free Measurement – IFM)” впервые появился в 1981 г. в статье Dicke [1]. Под влиянием идеи Renninger об “отрицательном результате экспериментов” [2], Dicke заключил, что волновая функция наблюдаемой частицы может измениться даже в ситуации, когда луч света не рассеивается при прохождении через область, в которой как бы присутствует частица (the particle is likely to be). Следовательно, в процессе IFM должна возникать некоторая информация.

В 1993 г. Elitzur и Vaidman (EV) использовали термин IFM для обозначения особой техники, позволяющей детектировать бесконечно “хрупкие” объекты без их разрушения [3]. За последующее десятилетие термин IFM подвергся некоторой критике, которая побудила Vaidman вернуться к этой тематике с целью уточнения и рассеяния неясности, порожденной вокруг этого термина (см. [4] и приведенные там ссылки, отражающие всю дискуссию). Несмотря на свои необычные свойства, эта техника была воплощена экспериментально [5, 6] и подробно обсуждалась [7, 8].

Однако даже после столь долгого периода, кажется, все еще не найден удовлетворяющий всех ответ на центральный вопрос: действительно ли при IFM не происходят взаимодействия? Очевидным образом вступая в конфликт с такой точкой

зрения, некоторые авторы утверждают: “Конечно же, на самом деле при IFM взаимодействие имеет место” [9] или “Само собой разумеется, что во всех этих случаях тот или иной тип взаимодействия, описываемого гамильтонианом, играет важную роль на унитарной стадии процессов” [10], и в то же время: “Подчеркнем, что с точки зрения единичного события, успешное измерение полностью не связано с взаимодействием” [5].

В настоящей статье мы доказываем, что принятие термина IFM существенным образом противоречит результатам обсуждения парадокса ЭПР [11, 12, 13]. В лучшем случае, термин IFM мог бы соответствовать некоторой специальной (но не стандартной) интерпретации квантовой теории, но его нельзя использовать в общем случае.

В своей работе 1981 г. [1] Dicke рассматривает “вмороженную” частицу (ион), первоначально приготовленную в основном состоянии с захватывающим потенциалом (см. распределение гауссового типа на рис. 1-а). Интенсивный импульс излучения, изображенный шариком на рис. 1, движется к области, где находится частица. Вокруг ловушки расположены детекторы (в идеале – интегральный счетчик с углом охвата  $4\pi$ ), позволяющие зарегистрировать рассеянный фотон, и приемник луча (beam stop), расположенный за ловушкой, поглощающий неотклоненный свет. В этом мысленном эксперименте могут быть только два исхода: (i) фотоны зарегистрированы детекторами, если частица оказалась на пути светового луча, или (ii) фотоны не зарегистрированы (нулевой результат), если на пути светового луча частицы не оказалось.

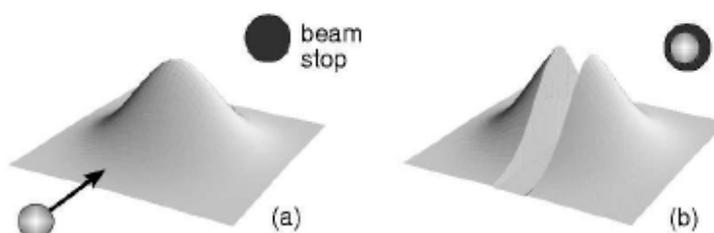


Рисунок 1: Упрощенная версия мысленного эксперимента, предложенного Dicke.

(a) Импульс излучения (изображен в виде шарика) сфокусирован в области, где находится заранее подготовленная ионная ловушка в гауссовом состоянии.

(b) Если не произошло рассеяния на ловушке, импульс собирается в приемнике луча (beam stop), детекторы не срабатывают (нулевой результат).

Согласно Dicke, парадоксальная ситуация возникает во втором случае: когда фотоны не рассеиваются, частица определенно находится вне области, освещенной лучом, так что в этой области  $\psi = 0$  (см. рис. 1-b). Следовательно, волновая функция частицы меняется даже в отсутствие видимого взаимодействия между фотоном и частицей.

Хотя этот аргумент кажется самоочевидным, в действительности он неверен. Проблемы с аргументацией Dicke возникают, когда он упрощенно анализирует коллизию между физическими частицами (фотонами в луче) и волновой функцией частицы-ловушки, как показано на рис. 1. Разумеется, для изучения этой коллизии с волновым ансамблем требуется гораздо более аргументированный и более увязанный с квантовым формализмом подход, а именно – рассмотрение связи между

волновой функцией частицы и волновыми функциями каждого фотона светового луча. В такой полной квантовой модели все оказывается гораздо более трудным для эвристического описания. Перед тем, как импульс света проникнет в область, где могла бы находиться (is likely to be) частица, полная волновая функция системы может быть представлена в виде тензорного произведения  $\Psi = \psi(\mathbf{r}_p) \otimes \prod_i \psi_i(\mathbf{r}_i)$ , где  $\mathbf{r}_p$  and  $\mathbf{r}_i$  обозначают соответственно пространственные координаты, связанные с частицей и  $i$ -ым фотоном. После прохождения через область взаимодействия система становится запутанной, и все, что квантовый формализм предсказывает, это полную функцию  $\Psi(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$ , которая не может быть факторизована, т.е. разложена на индивидуальные волновые функции, отвечающие каждой частице системы. В лучшем случае, контролируя нежелательные степени свободы, можно получить матрицы плотности для каждой частицы, которые будут представлять альтернативы для волн. Определенно, в этом случае Dicke не смог бы предсказать, какой именно тип стирания волновой функции частицы изображен на рис. 1-b.

Такое неверное понимание, как представляется, связано с попыткой связать волновую функцию с реализацией единичного эксперимента. Действительно, данная идея проявляется уже в мотивации вопроса, предложенного Dicke: “Расположена ли частица на пути луча света, или нет?” В общем случае квантовая теория не может ответить на этот вопрос, она способна лишь предсказать вероятность обнаружить эту частицу. Когда посылается световой импульс, мы имеем дело лишь с единичной реализацией эксперимента. Если даже в одной из реализаций фотоны не рассеялись, то это может произойти в другой реализации. Квантовые результаты не могут связываться с первой или второй из них, но только сразу со всеми реализациями, образующими экспериментальную статистику [14].

Пытаясь подтвердить свои утверждения, Dicke применяет формальную теорию измерений для анализа нулевого эксперимента. Используя начальное состояние, в котором не вполне ясным образом смешаны пространственные функции и векторы состояния, а также *не нормированный* проекционный оператор (что противоречит постулату квантовой механики), автор приходит к выводу, что волновая функция центра массы частицы-мишени меняется, даже если рассеяния на ней фотонов не происходит. Согласно формализму квантовой механики, этого вообще не должно быть, поскольку никакая связь между центром массы и другими степенями свободы не учитывается гамильтонианом системы.

В целом анализ Dicke может быть формализован следующим образом. Заменим световой импульс большой пробной частицей (или “частицей P”), а ионловушку – свободной частицей мишенью (“частицей T”). Задача теперь сводится к локальному столкновению между двумя различными квантовыми частицами. Сначала частицы независимы, и их совместное квантовое состояние описывается выражением  $|\psi_{\text{before}}\rangle = |\text{free}\rangle_P \otimes |\text{free}\rangle_T$ , где  $|\text{free}\rangle_{P(T)}$  обозначает вектор состояния частицы P (T) до попадания в область взаимодействия. Эти состояния могут мыслиться как распределения Гаусса с возрастающими отклонениями (increasing variances) в конфигурационном пространстве (см., например, [15]). Согласно квантовому формализму эволюция волновой функции описывается выражением

$$|\psi_{\text{after}}\rangle = \alpha |\text{free}\rangle_P \otimes |\text{free}\rangle_T + \beta |\text{scatt}\rangle_P \otimes |\text{scatt}\rangle_T, \quad (1)$$

где  $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ , и  $|\text{scatt}\rangle_{P(T)}$  обозначает рассеянную частицу P (T).

По поводу соотношения (1) заметим, что когда устанавливается отсутствие рассеяния (нулевой результат), обе частицы должны оставаться в их исходных квантовых состояниях свободных частиц, без изменения своих средних импульсов. Поскольку эта простая модель сохраняет суть проблемы, исследуемой Dicke, мы можем сделать вывод, что в принципе нельзя считать, что нулевой результат приводит к “стиранию” волновой функции частицы T, как предполагается на рис. 1. В этом случае волновая функция мишени должна оставаться неизменной.

В конечном случае исходный вопрос может быть переформулирован в таком виде: происходит ли какое-либо взаимодействие в отсутствие рассеяния? Именно этот вопрос обсуждается ниже, поскольку это также центральный пункт в EV-эксперименте.

Схема EV основана на интерферометре Маха-Цандера (см. рис. 2). Одиночные фотоны посылаются в горизонтальном направлении на первый светоделитель ( $BS_1$ ) с коэффициентом передачи  $1/2$ . В отсутствие препятствий в плечах прошедшие и отраженные части фотонной волны отражаются, соответственно, зеркалами  $M_1$  и  $M_2$ , а затем снова объединяются в светоделителе  $BS_2$ , коэффициент передачи которого также равен  $1/2$ . Два детектора фотонов, LD (детектор “света”) и DD (детектор “темноты”), расположены так, как показано на рис. 2. Геометрия установки такова, что при отсутствии препятствий в плечах интерферометра фотоны не поступают на детектор DD, т.к. происходит деструктивная интерференция. С другой стороны, если в каком-либо плече, скажем, в точке X, помещен некий объект, то условие для появления деструктивной интерференции нарушается, и на DD могут поступать фотоны с вероятностью  $1/4$ . Когда в единичной реализации эксперимента в DD регистрируется единичный фотон, мы можем надежно узнать, что внутри интерферометра что-то есть. Поскольку в этом случае фотон не был поглощен объектом и, очевидно, не взаимодействовал с ним, то такая ситуация и названа измерением без взаимодействия.

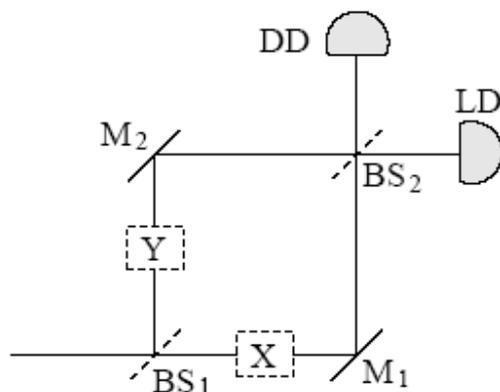


Рисунок 2: Обобщенная схема EV-эксперимента. Объект вначале расположен в области X, Y или в квантовой суперпозиции X и Y.

В качестве непосредственного комментария укажем, что знание о наличии внутри интерферометра не дает точной информации о векторе состояния объекта.

Действительно, любое состояние  $|\Psi\rangle$  с волновой функцией  $\Psi(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{r} | \Psi \rangle$ , которое является финитным в области интерферометра, может вызвать “клик” в DD в ходе некоторой экспериментальной реализации. Однако, сама по себе эта информация не

позволяет точно определить состояние  $|\Psi\rangle$ . В этом смысле можно усомниться, является ли здесь термин “измерение” подходящим.

Вопрос состоит в том, является ли IFM на самом деле измерением без взаимодействия в точном смысле слова. Чтобы исследовать это подробнее, рассмотрим выкладки EV с подходящими обобщениями. Пусть при входе в интерферометр квантовое состояние системы фотон + объект дается выражением

$$|\psi_0\rangle = |1_x 0_y\rangle \otimes (\alpha|G, X\rangle + \beta|G, Y\rangle), \quad (2)$$

with  $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ . Состояние  $|1_x, 0_y\rangle$  обозначает ситуацию, в которой имеется один фотон в  $x$  направлении (горизонтальный путь на рис. 2), тогда как в направлении  $y$  (вертикальный путь) фотона нет. Пусть объект первоначально приготовлен в состоянии с минимальным возможным для него уровнем энергии ( $G$ ) в квантовой суперпозиции  $X$  и  $Y$ , которые представляют возможные места обнаружения объекта (which represent regions where the object is likely to be found).

После того, как фотон пересечет первый светоделитель ( $BS_1$ ), квантовое состояние будет равно

$$|\psi_1\rangle = \left( \frac{|1_x 0_y\rangle + i|0_x 1_y\rangle}{\sqrt{2}} \right) \otimes (\alpha|G, X\rangle + \beta|G, Y\rangle). \quad (3)$$

Фаза  $i$  добавляется после каждого отражения. Далее, фотон поступает в область, где предполагается наличие объекта. Следуя подходу EV, получаем

$$|\psi_2\rangle = \frac{\beta}{\sqrt{2}}|1_x 0_y\rangle \otimes |G, Y\rangle + \frac{i\alpha}{\sqrt{2}}|0_x 1_y\rangle \otimes |G, X\rangle + |\psi_{\text{coll}}\rangle, \quad (4)$$

где

$$|\psi_{\text{coll}}\rangle \equiv |0_x 0_y\rangle \otimes \left( \frac{\alpha|E, X\rangle + i\beta|E, Y\rangle}{\sqrt{2}} \right). \quad (5)$$

Состояние  $|\psi_{\text{coll}}\rangle$  описывает ту часть, которая позволяет в гильбертовом пространстве учесть столкновение между фотоном и объектом: фотон поглощается, и объект выявляет его возбужденное состояние  $|E\rangle$ . Заметим, что столкновение предполагается происходящим лишь тогда, когда фотон и объект находятся в одном и том же плече, это указывается локальной связью в гамильтониане системы. Состояние (4) представляет важное отличие от первоначально выведенного EV [3]: оно показывает на существование нелокальных корреляций.

После отражения фотонной волны зеркалами глобальное состояние есть

$$|\psi_3\rangle = \frac{i\beta}{\sqrt{2}}|0_x 1_y\rangle|G, Y\rangle - \frac{\alpha}{\sqrt{2}}|1_x 0_y\rangle|G, X\rangle + |\psi_{\text{coll}}\rangle. \quad (6)$$

Окончательно, после второго светоделителя мы получаем

$$\begin{aligned}
|\psi_{\text{final}}\rangle &= |\psi_{\text{coll}}\rangle - \frac{|1_x 0_y\rangle}{2} \otimes (\alpha|G, X\rangle + \beta|G, Y\rangle) \\
&\quad - i \frac{|0_x 1_y\rangle}{2} \otimes (\alpha|G, X\rangle - \beta|G, Y\rangle). \quad (7)
\end{aligned}$$

Результаты, полученные EV, отвечают подстановке  $\alpha = 0$  и  $\beta = 1$ :

$$\begin{aligned}
|\psi_{\text{EV}}\rangle &= |\psi_{\text{coll}}\rangle - \frac{1}{2}|1_x 0_y\rangle \otimes |G, Y\rangle \\
&\quad + \frac{i}{2}|0_x 1_y\rangle \otimes |G, Y\rangle. \quad (8)
\end{aligned}$$

Заметим относительно (8), что когда DD срабатывает, состояние объекта коллапсирует к  $|G, Y\rangle$ , которое в точности является начальным состоянием объекта. В этом случае термин “без взаимодействия” кажется подходящим, поскольку, будет ли фотон поглощен объектом или нет, состояние объекта изменилось. Однако выражением (7) мы определили более тонкую ситуацию. Если DD срабатывает, состояние объекта коллапсирует к  $|\text{obj}_{\text{final}}\rangle = \alpha|G, X\rangle - \beta|G, Y\rangle$ , которое отличается от начального состояния  $|\text{obj}_{\text{initial}}\rangle = \alpha|G, X\rangle + \beta|G, Y\rangle$ . Действительно, корреляция между двумя состояниями, которая дается выражением

$$\mathbb{C} \equiv |\langle \text{obj}_{\text{final}} | \text{obj}_{\text{initial}} \rangle|^2 = (|\alpha|^2 - |\beta|^2)^2, \quad (9)$$

показывает, что пока состояние объекта в EV-эксперименте не изменяется ( $\mathbb{C} = 1$ ), эти состояния могут стать ортогональными ( $\mathbb{C} = 0$ ), когда  $|\alpha| = |\beta| = 1/\sqrt{2}$ . Это означает, что состояние объекта может измениться даже когда нет фотонов, поглощенных объектом. Возможно ли использовать термин “без взаимодействия” для описания этой ситуации? Как мы можем видеть, результат (9) обязывает нас дать отрицательный ответ, поскольку в эксперименте для объекта не допускается самостоятельная эволюция. Это значит, что состояние объекта может меняться только в результате внешнего влияния, которое в данном случае реализуется путем некоторого взаимодействия с фотоном.

Оператор связи  $H_{\text{int}}$ , который определенно присутствует в полном гамильтониане и отвечает за несепарабельность состояния (7), является локальным потенциалом, как отмечено выше. Трудность, таким образом, состоит в понимании того, какое именно нелокальное взаимодействие может изменить состояние объекта, делая  $\mathbb{C} < 1$  даже в отсутствие локального столкновения между объектом и фотоном.

Решение проблемы следует искать в нелокальных квантовых ресурсах. Действительно, главным элементом EV-проблемы является соединение локального взаимодействия  $H_{\text{int}}$ , описывающего обмен энергией между фотоном и объектом, с нелокальными квантовыми состояниями, которые вводятся в установку первым светоделителем. Комбинация этих элементов производит нелокальные корреляции (запутывание), что играет центральную роль в некоторых дискуссионных

построениях применительно к квантовым явлениям, например в ЭПР-дебатах [11, 12, 13].

В принципиально чистых двухчастичных системах степень запутывания количественно характеризуется энтропией фон Неймана, которая определяется в виде  $E(|\psi\rangle) = -\text{Tr}_1(\rho_1 \ln \rho_1)$ , где  $\rho_1 = \text{Tr}_2(|\psi\rangle\langle\psi|)$ . Индексы 1 и 2 обозначают одну из подсистем (в нашем случае – “фотон” или “объект”). Из (7) мы можем получить и диагонализировать  $\rho_1$  и затем вычислить запутывание через  $E(|\psi\rangle) = -\sum_n \lambda_n \ln \lambda_n$ , где  $\lambda_n$  является n-ым собственным значением  $\rho_1$ . Результат равен

$$E(|\psi_{\text{final}}\rangle) = \ln \sqrt{2} - |\alpha|^2 \ln \left( \frac{|\alpha|}{\sqrt{2}} \right) - |\beta|^2 \ln \left( \frac{|\beta|}{\sqrt{2}} \right). \quad (10)$$

На рис. (3) степень запутывания (10) и функция корреляции (9) выражены через модуль коэффициента  $\alpha$ . Для исключения  $|\beta|$  использовалось соотношение  $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ .

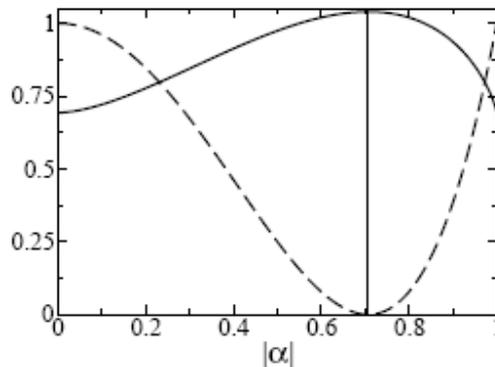


Рисунок 3: Степень запутывания  $E(|\psi_{\text{final}}\rangle)$  (сплошная линия) и корреляция  $\mathcal{C}$  (пунктирная линия) в функции  $|\alpha|$ . Максимум (минимум) запутывания (корреляции) имеет место при  $|\alpha| = |\beta| = 1/\sqrt{2}$  (вертикальная линия).

Первый важный момент при анализе состоит в концепции, основанной на стандартной интерпретации и в общем случае принимаемой всеми исследователями в области квантовой информации, что невозможно запутать две системы без взаимодействия между ними, хотя и бы и непрямого [16]. В этом формализме несепарабельность глобального состояния вводится динамически с помощью оператора  $H_{\text{int}}$ . Следовательно, поскольку запутывание имеется даже в EV-случае ( $|\alpha| = 0$ ), мы должны согласиться с тем, что взаимодействие возникает вследствие динамики фотона.

Замечательным является также факт, иллюстрируемый рис. 3: наименьшая корреляция и, следовательно, наиболее характерная ошибка при интерпретации “отсутствия взаимодействия”, имеет место при максимальном запутывании. В этом случае DD срабатывает (фотон не был поглощен объектом), но состояние объекта значимо изменяется ( $\mathcal{C} = 0$ ). Этот результат выделяет роль, которую играют нелокальные корреляции в подобного рода эффективном нелокальном

взаимодействии; его можно считать обусловленным динамической комбинацией локальных взаимодействий с нелокальными квантовыми состояниями.

Такая интерпретация может быть подтверждена ссылкой на применение теории Бома [18] к эксперименту, сходному с EV-экспериментом, в котором фотон заменен пробной частицей с массой  $m$  (см. [17] по поводу экспериментального воплощения интерферометра Маха-Цандера для частиц). Согласно теории Бома, даже когда объект находится вне интерферометра – что соответствует ситуации с нулевым ньютоновым потенциалом – имеется квантовый потенциал, связанный с волновой функцией, а именно  $U(\mathbf{r}) \equiv -(\hbar^2/2m)\nabla^2|\psi|/|\psi|$ . Нелокальность, вводимая светоделителем в волновую функцию, сообщает бомовскому потенциалу подчеркнuto нелокальный характер. Как следствие, всегда будет присутствовать нелокальный потенциал, влияющий на бомовскую траекторию, несмотря на выбор плеча пробной частицей. Таким образом, термин “без взаимодействия” не применим в данной ситуации как таковой.

Заметим в заключение, что, согласно урокам ЭПР, нельзя интерпретировать состояние (7) как predetermined смесь локальной реальности “поглощенный фотон + объект в возбужденном состоянии” с “фотон в плече X (Y) + объект в основном состоянии”. То же относится и к состоянию (1), ассоциируемому с экспериментом Dicke. В этих случаях требуется менее наивная интерпретация, которая рассматривает эти чистые состояния как нелокально коррелирующие суперпозиции ортогональных реальностей. Как учит нас ЭПР-дискуссия [11, 12, 13], мы не можем утверждать, что варианты “без столкновения” (т.е. без взаимодействия) или “рассеяние” (с взаимодействием) выбирается частицей априори. Скорее, оба варианта – “с” и “без” взаимодействия – сосуществуют в хрупком неклассическом физическом состоянии. Следовательно, использование термина “без взаимодействия” в EV-эксперименте не соответствует достигнутому ныне уровню знаний.

R. M. Angelo выражает благодарность CNPq за финансовую поддержку (проект # 471072/2007-9).

- [1] R.H. Dicke, Am. J. Phys. 49, 925 (1981).
- [2] M. Renninger, Z. Phys. 158, 417 (1960).
- [3] A.C. Elitzur and L. Vaidman, Found. Phys. 23, 987 (1993).
- [4] L. Vaidman, Found. Phys. 33, 491 (2003).
- [5] P. Kwiat, H. Weinfurter, T. Herzog, A. Zeilinger, and M.A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. 74, 4763 (1995).
- [6] P. G. Kwiat, A. G. White, J. R. Mitchell, O. Nairz, G. Weihs, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. 83, 4725 (1999).
- [7] G. Ghirardi, Sneaking a look at God's cards (Princeton, Princeton University Press, 2005).
- [8] A. S. Sant'Anna and O. Bueno, Found. Phys. Lett. 19 481 (2006).
- [9] S. Pöpping et al, Phys. Rev. A 62, 060101(R) (2000).
- [10] Tamas Geszti, Phys. Rev. A 58, 4206 (1998).
- [11] A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen, Phys. Rev. 47, 777 (1935).
- [12] J.S. Bell, Physics (N.Y.) 1, 195 (1965).
- [13] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, Phys. Rev. Lett. 49, 91 (1982).
- [14] L.E. Ballentine, Quantum Mechanics, Prentice-Hall (New Jersey, 1990).

- [15] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Lalöe, Quantum Mechanics, vol. I, 2nd ed., John Wiley & Sons (New York); Hermann (Paris), pp. 64 (1977).
- [16] J.-W. Pan, D. Bouwmeester, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. 80, 3891 (1998).
- [17] L. Marton, Phys. Rev. 85, 1057 (1952).
- [18] D. Bohm, Phys. Rev. 85, 166 (1952); Phys. Rev. 85, 180 (1952).