

Квантовый эксперимент с отложенным выбором

А. Перуджо, П. Шадболт, Н. Брюннер, С. Попеску и Дж. О'Брайен
(Великобритания)

Сокращенный перевод М.Х. Шульмана (shulman@dol.ru, www.timeorigin21.narod.ru)

arXiv:1205.4926v2 [quant-ph] 28 Jun 2012

A quantum delayed choice experiment

Alberto Peruzzo¹, Peter Shadbolt¹, Nicolas Brunner², Sandu Popescu², and Jeremy L. O'Brien¹ (Jeremy.O'Brien@bristol.ac.uk)

¹ Centre for Quantum Photonics, H. H. Wills Physics Laboratory & Department of Electrical and Electronic Engineering, University of Bristol, Bristol BS8 1UB, UK

² H. H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Tyndall Avenue, Bristol, BS8 1TL, United Kingdom

Квантовые системы ведут себя подобно частице или волне в зависимости от прибора, с которым они взаимодействуют. Этот дуализм “волна-частица” составляет самую сердцевину квантовой механики и полностью проявляется в знаменитом мысленном эксперименте Уилера с отложенным выбором. В предлагаемом варианте двухщелевого эксперимента наблюдатель выбирает, будет ли он исследовать корпускулярную или волновую природу фотона, уже после того, как фотон прошел через щели. Описывается квантовый эксперимент с отложенным выбором на базе квантового регулируемого светоделителя, где оба типа поведения могут исследоваться одновременно. Фактическая квантовая природа поведения фотонов исследуется с помощью неравенства Белла, проверка которого в данном случае заменяет отложенный выбор наблюдателя. Наблюдаются сильные нарушения неравенства Белла, показывающие, что не существует модели, в которой фотон заранее знает, в каком типе эксперимента он участвует, следовательно, его поведение как частицы или волны может быть использовано для оценки данных эксперимента.

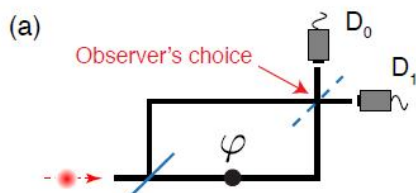
Квантовая механика с замечательной точностью предсказывает результаты экспериментов с малыми объектами, подобными атомам или фотонам. Однако при более внимательном рассмотрении этих предсказаний мы вынуждены допустить, что они противоречат нашей интуиции. В самом деле, квантовая механика говорит нам, что единичная частица может находиться одновременно в нескольких местах и что удаленные запутанные (entangled) частицы ведут себя как единый физический объект, как бы далеко они ни находились одна от другой [1].

Пытаясь постигнуть основные принципы теории, в частности – более отчетливо понять поведение квантовых частиц, некоторые их первооткрыватели ввели понятие дуализма “волна-частица” [2]. Квантовая система, например, фотон, может вести себя либо как частица, либо как волна. Однако тип ее поведения зависит от типа экспериментального прибора, с помощью которого осуществляется измерение. Следовательно, кажется невозможным одновременно выявить оба этих несовместимых между собой аспекта [3]. Таким образом, в квантовой механике возникает понятие дополненности [4, 5], которое является

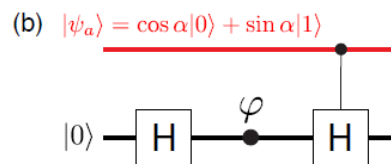
центральным в стандартной копенгагенской интерпретации и много раз обсуждалось в прошлом.

Чтобы примирить квантовые предсказания со здравым смыслом, было предположено, что квантовые частицы в реальности могут “знать” заранее, какой именно эксперимент с ними будет осуществлен (благодаря некоторым скрытым параметрам), и таким образом демонстрировать соответствующий тип поведения.

Однако этот упрощенный аргумент был подвергнут критике со стороны Уилера, предложившего элегантный мысленный эксперимент с “отложенным выбором” [6-8]. В этом мысленном эксперименте, представленном на рис. 1(a), квантовая частица поступает на вход интерферометра Маха-Цандера. Относительная фаза φ между двумя плечами интерферометра может регулироваться так, что с определенностью на выходе D_0 может регистрироваться частица. То есть интерференция будет полностью конструктивной на выходе D_0 и полностью деструктивной на выходе D_1 . Такое измерение, таким образом, ясно подчеркивает волновой аспект квантовой частицей. Однако наблюдатель, выполняющий эксперимент, имеет возможность изменить вышеописанный эксперимент, в частности, путем удаления второго светоделителя интерферометра. В этом случае он осуществит измерение типа “который путь” (which-path). Фотон будет зарегистрирован в каждой моде с вероятностью одна вторая, демонстрируя корпускулярное поведение.



(a) Оригинальный эксперимент с отложенным выбором Уилера. Фотон поступает в интерферометр Маха-Цандера. На первом светоделителе (сплошная синяя линия) фотон расщепляется в суперпозицию по двум путям. Как только фотон оказывается внутри интерферометра, наблюдатель выбирает (Observer's choice), открыть (или нет) интерферометр, введя (или нет) второй светоделитель (пунктирная синяя линия). При закрытом интерферометре статистика измерений на детекторах D_0 и D_1 будет зависеть от фазы φ и, следовательно, демонстрировать волновую природу фотона. При открытом интерферометре оба детектора будут щелкать с равной вероятностью, подтверждая корпускулярную природу фотона.



(b) Схематическое изображение квантового эксперимента с отложенным выбором. Второй светоделитель теперь является квантовым (управляемым операцией Адамара), который может быть установлен в суперпозицию состояний “присутствие” и “отсутствие”, управляя состоянием вспомогательного фотона $|\psi_a\rangle$. Это позволяет наблюдать промежуточное квантовое поведение с плавным переходом от корпускулярного поведения к волновому поведению.

Рисунок 1. Квантовый эксперимент с отложенным выбором.

Главная идея этого эксперимента – свобода выбора, какой эксперимент выполнять (т.е. либо интерференция, либо “который путь”, волновой или корпускулярный объект), в тот момент, когда частица уже находится внутри интерферометра. Таким образом, частица не может знать заранее (например, благодаря скрытым параметрам) типа эксперимента, который будет проведен, поскольку этот выбор просто еще не был сделан до момента попадания фотона в интерферометр.

Эксперимент Уилера был осуществлен на практике различными способами, и все они подтвердили квантовые предсказания [9-12]. В недавнем эксперименте с единичными фотонами было достигнуто пространственно-подобное разделение акта выбора типа измерения и поступления фотонов на вход интерферометра¹ [13].

В данной работе реализована принципиально другая схема эксперимента Уилера. Отправной точкой стало недавно сделанное теоретическое предложение [14] по эксперименту с отложенным выбором, базирующееся на светоделителе с квантово-управляемым светоделителем, который может находиться в суперпозиции состояний “присутствие” и “отсутствие”. Следовательно, интерферометр может быть *одновременно* открытым и закрытым, выявляя, таким образом, как волновое, так и корпускулярное поведение фотона в одно и то же время. В данном случае, используя реконфигурируемую интегральную квантовую схему [15], реализован интерферометр, обеспечивающий квантовый светоделитель, плавно меняющий соотношение между волновым и корпускулярным поведением [14]. Показано, однако, что это меняющееся поведение может быть объяснено простой классической моделью, и отмечается, что такая ловушка подстерегает как теоретическое предложение из [14], так и две его недавние ЯМР-реализации [16, 17]. С целью обойти эту ловушку далее приводится и экспериментально демонстрируется схема квантового эксперимента с отложенным выбором, основанную на неравенстве Белла [18], которое позволяет проверить наиболее общую классическую модель. Главное концептуальное новшество этой схемы состоит в том, что временная организация оригинального предложения Уилера, т.е. задержанный выбор закрытия или нет интерферометра, вообще более не необходима. Вместо этого, наблюдая факт нарушения неравенства Белла, проверяется квантовая природа поведения фотонов. Это показывает независимым от устройства образом, т.е. без использования каких бы то ни было допущений относительно функционирования этих устройств, что нет такой модели со скрытыми параметрами, которая могла бы воспроизвести квантовые предсказания. Иными словами, не существует модели, в которой фотон решал бы заранее, какое поведение – основанное на “заблаговременном знании измерительной установки” – должно быть выбрано для соответствия наблюдаемой статистике. В нашем эксперименте обеспечивается сильное нарушение неравенства Белла, дающее, следовательно, экспериментальное опровержение подобных моделей со скрытыми параметрами, если не считать незначительных дополнительных предположений, вызванных неидеальностью нашей установки.

Эта схема показана на рис. 1(b). Единичный фотон пропускается через интерферометр. В первом светоделителе фотон преобразуется в суперпозицию двух пространственных мод, представленных двумя ортогональными квантовыми состояниями $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Формально этот первый светоделитель представляет собой устройство, выполняющее операцию Адамара [19], которое преобразует исходное фотонное состояние $|0\rangle$ в суперпозицию $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$. Затем фазосдвигающее устройство меняет сдвиг фазы между двумя модами, благодаря чему результирующее состояние равно $|\psi\rangle = (|0\rangle + e^{i\varphi}|1\rangle)/\sqrt{2}$.

Обе моды далее рекомбинируют на втором светоделителе перед финальным измерением в логическом базисе $\{|0\rangle, |1\rangle\}$. В стандартном эксперименте с отложенным выбором наличие (или отсутствие) светоделителя

¹ Т.е. сигнал между этими событиями, распространяющийся со скоростью света, не успевал бы прийти от входа в интерферометр до места измерения – прим. перев.

обеспечивается *наблюдателем* (см. рис. 1(a)). В данном же случае, напротив, присутствие второго светоделителя зависит от *состояния вспомогательного фотона*. Если вспомогательный фотон приготовлен в состоянии $|0\rangle$, светоделитель отсутствует, следовательно, интерферометр остается открытым. Формально это соответствует оператору тождества, действующему на $|\psi\rangle$, следовательно, состоянию

$$|\psi_p\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + e^{i\varphi}|1\rangle). \quad (1)$$

Финальное измерение (в базисе $\{|0\rangle, |1\rangle\}$) указывает, каким путем проследовал фотон, иными словами, выявляет корпускулярную природу фотона. Измеренные интенсивности обеих выходных мод равны и не зависят от фаз, т.е. $I_0 = I_1 = 1/2$.

Если, однако, вспомогательный фотон приготовлен в состоянии $|1\rangle$, то светоделитель присутствует и, следовательно, интерферометр закрыт. Формально это соответствует применению операции Адамара к $|\psi\rangle$, что в конечном счете дает состояние

$$|\psi_w\rangle = \cos \frac{\varphi}{2} |0\rangle - i \sin \frac{\varphi}{2} |1\rangle. \quad (2)$$

Финальное измерение дает информацию относительно фазы φ , заданной в интерферометре, но, на самом деле, не относительно пути, который выбрал прошедший фотон. Измеренные интенсивности равны $I_0 = \cos^2 \frac{\varphi}{2}$ и $I_1 = \sin^2 \frac{\varphi}{2}$.

Главное свойство этого квантово-управляемого светоделителя состоит в том, что он может быть переведен в состояние суперпозиции наличия и отсутствия. Действительно, если вспомогательный фотон первоначально находится в состоянии суперпозиции, например, в состоянии $|\psi_\alpha\rangle = \cos \alpha |0\rangle + \sin \alpha |1\rangle$, глобальное состояние системы переходит в

$$|\Psi_f(\alpha, \varphi)\rangle = \cos \alpha |\psi_p\rangle_s |0\rangle_a + \sin \alpha |\psi_w\rangle_s |1\rangle_a \quad (3)$$

где нижние индексы s и a указывают на состоянии системного и вспомогательного фотонов соответственно. Важно, что системный и вспомогательный фотоны теперь становятся запутанными, когда $0 < \alpha < \pi/2$.

Измеренная интенсивность на детекторе D_0 в этом случае дается выражением

$$\begin{aligned} I_0(\varphi, \alpha) &= I_p(\varphi) \cos^2 \alpha + I_w(\varphi) \sin^2 \alpha \\ &= \frac{1}{2} \cos^2 \alpha + \cos^2 \left(\frac{\varphi}{2}\right) \sin^2 \alpha \end{aligned} \quad (4)$$

тогда как интенсивность на детекторе D_1 равна $I_1(\varphi, \alpha) = 1 - I_0(\varphi, \alpha)$.

Мы изготовили квантовую схему, показанную на рис. 2, кремниевый чип на фотонике (in a silica-on-silicon photonic chip) [15]. В управляющее устройство связи с коэффициентом отражения 1/2, эквивалентное 50/50 светоделителю, встроена операция Адамара. Контроллер с операцией Адамара (CH) основан на использовании недетерминистического фазоуправляемого порта [20, 21]. Пара из системного и вспомогательного фотонов генерируется с длиной волны 808 нм благодаря процессу параметрического преобразования с понижением частоты и регистрируется кремниевыми лавинными диодами (APDs) в выходной цепи.

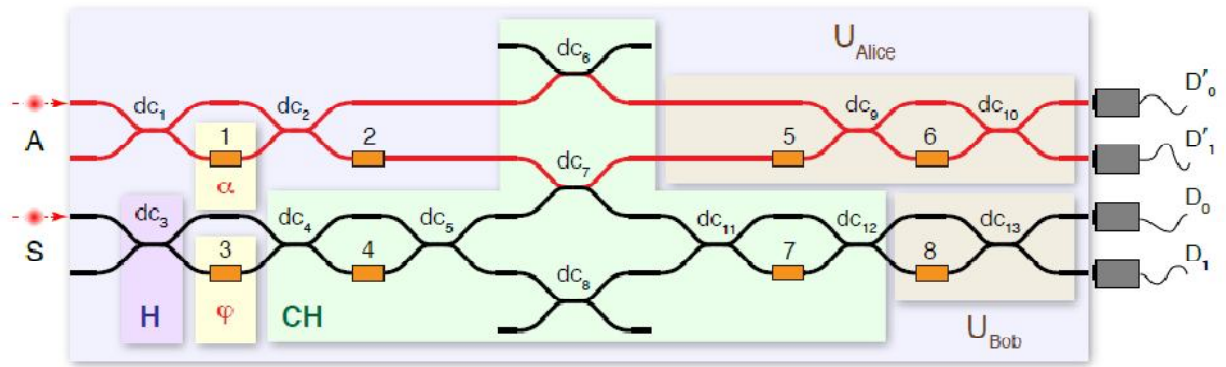


Рисунок 2. Реализация квантового эксперимента с отложенным выбором с использованием реконфигурируемой интегральной микросхемы на фотонике. Незапутанные пары фотонов генерируются с использованием параметрического преобразования типа I с понижением частоты и поступают на вход чипа, содержащего оптоволокна с магнитной поляризацией (не показаны). Системный фотон (S) в нижней части схемы поступает в интерферометр на вход, управляемый операцией Адамара (H). Между двумя модами интерферометра вносится относительный фазовый сдвиг φ . Затем прошедший операцию Адамара (CH) фотон направляется недерминистическим портом (CZ) на два дополнительных интерферометра Маха-Цандера (MZ). Вспомогательный фотон (A) в верхней части схемы управляется фазосдвигающим устройством α , которое определяет квантовое состояние второго светоделителя, т.е. суперпозиция состояний наличия и отсутствия. В конечном счете локальные измерения для проверки выполнения неравенства Белла проводятся с помощью поворотов единичного фотона (UA и UB) с последующей регистрацией с помощью лавинных диодов (APD). Эта схема состоит из направленных устройств связи с коэффициентом отражения 1/2 (dc_{1-5} и dc_{9-13}) и коэффициентом отражения 1/3 (dc_{6-8}), и резистивными нагревателями (оранжевые прямоугольники), которые вводят фазосдвигающие устройства. См. (непереведенное – прим. перев.) приложение к статье, в котором приведены подробности.

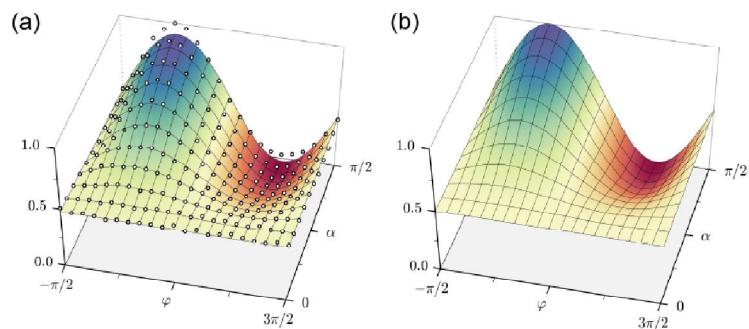


Рисунок 3. Описание непрерывного перехода между волновым и корпускулярным поведением. Измеренные (a) и рассчитанные (b) интенсивности на детекторе D_0 при плавном изменении настройки состояния вспомогательного фотона $|\psi_a\rangle$. Экспериментальные данные (белые точки) рассчитаны с использованием уравнения (4), они находятся в замечательном соответствии с теоретическими предсказаниями.

Вначале опишем поведение нашей установки при различных состояниях вспомогательного фотона. Мы измеряли выходные интенсивности $I_{0,1}(\varphi, \alpha)$ для $\alpha \in [0, \pi/2]$ и $\varphi \in [\pi/2, 3\pi/2]$. В частности, увеличивая значение α , мы наблюдаем плавный переход между измерением частицы ($\alpha = 0$) и измерением волны ($\alpha = \pi/2$). При $\alpha = 0$, т.е. в отсутствие светоделителя, измеренные интенсивности независимы от φ . При $\alpha = \pi/2$ светоделитель присутствует, и

данные демонстрируют интерференционную картину. Наши результаты находятся в замечательном соответствии с теоретическими предсказаниями (см. рис. 3).

Чтобы решить нашу главную цель – то есть опровергнуть модели, в которых фотон знает заранее, с какой установкой он будет взаимодействовать, – мы должны сделать дальнейший шаг. Действительно, важно отметить, что результат рис. 3 не опровергает такие модели. Главный момент состоит в том, что хотя мы ввели вспомогательный фотон в состояние суперпозиции и, следовательно, одновременно тестируем как волновой, так и корпускулярный аспекты, на самом деле мы не проверяем квантовую природу этой суперпозиции. Дело в том, что финальное измерение вспомогательного фотона выполнялось в логическом базисе $(\{|0\rangle, |1\rangle\})$. Следовательно, мы не можем исключить того, что этот вспомогательный фотон находится в состоянии статистической смеси вида $\cos^2 \alpha |0\rangle\langle 0| + \sin^2 \alpha |1\rangle\langle 1|$, а это привело бы к точно такому же результату статистического измерения. Следовательно, эти данные могут быть объяснены классической моделью, в которой состояние вспомогательного фотона описывается классическим параметром (классическим битом), позволяющим определить, какой тип измерения (корпускулярный или волновой) был выполнен. Поскольку состояние вспомогательного фотона могло бы быть известно системному фотону заранее – действительно, здесь нет отложенного выбора, осуществляемого наблюдателем, – то нельзя вывести определенного заключения из этого эксперимента. Заметим, что та же ловушка актуальна для недавнего теоретического предложения [14], равно как и для двух его ЯМР-реализаций [16, 17].

С целью показать, что выбор измерения не может быть известен заранее, мы должны обеспечить, чтобы квантово-управляемый светоделитель вел себя истинно квантовым образом. В частности, мы покажем, что он создает запутывание между системным и вспомогательным фотоном, а это явное свидетельство квантового характера процесса. Глобальное состояние системного и вспомогательного фотонов, определяемое уравнением (3), является запутанным при всех значениях $0 < \alpha < \pi/2$. Заметим, что $\langle \psi_p | \psi_w \rangle \sim \cos \varphi$, следовательно, степень запутывания зависит от φ и α ; в частности, при $\alpha = \pi/4$ и $\varphi = \pi/2$, состояние (3) запутано максимально.

С целью подтвердить наличие этого запутывания мы выполняем тестирование с помощью неравенства Белла в версии Клаузера-Хорна-Шимони-Холта (Clauser-Horne-Shimony-Holt - CHSH) [22], нарушение которого показывает не зависящим от устройства способом, что измеренные данные не могут быть порождены классической моделью. В CHSH-версии сценария Белла каждая часть (здесь Алиса связана с системным фотоном, а Боб – со вспомогательным фотоном) выбирает из двух возможных измерительных установок, обозначаемых как $x = 0, 1$ для Алисы и $y = 0, 1$ для Боба. Каждое измерение дихотомично, т.е. дает бинарный результат $A_x = \pm 1$ и $B_y = \pm 1$. Тогда неравенство CHSH может быть представлено в виде

$$S = \langle A_0 B_0 \rangle + \langle A_0 B_1 \rangle + \langle A_1 B_0 \rangle - \langle A_1 B_1 \rangle \leq 2 \quad (5)$$

Это – неравенства Белла, которому должна удовлетворять любая локальная модель. На самом деле это неравенство может быть нарушено с помощью осмотрительного выбора локальных измерений над некоторыми запутанными состояниями. Мы измеряли S для выходного состояния $|\Psi_f(\alpha, \varphi)\rangle$ при $\alpha \in [0, \pi/2]$

и $\varphi \in [-\pi/2, 3\pi/2]$. Мы связали операторы локального измерения Алисы и Боба при максимально запутанном состоянии $|\Psi_f(\alpha = \pi/4, \varphi = \pi/2)\rangle$.

Следовательно, для такого состояния мы ожидаем максимально возможное нарушение неравенства CHSH, именно $S = 2\sqrt{2}$ [23]. Интересно отметить, что выбор прибора в оригинальной установке Уилера здесь, в некотором смысле, заменяется выбором установок измерения для тестирования неравенства Белла. Тем не менее, этот последний выбор концептуально отличается от первого тем, что он может быть выполнен *после* того, как фотон покинет интерферометр.

Экспериментально мы наблюдаем максимальное нарушение $S = 2.45 \pm 0.03$ при $\alpha = \pi/4$ и $\varphi = \pi/2$, что хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями (см. рис. 4). Следовательно, наши данные не могут быть объяснены с помощью любой модели, в которой системный фотон знал бы заранее, какое поведение он должен продемонстрировать – волновое или корпускулярное. Однако, чтобы избежать дополнительных допущений, требуется свободное от ловушек нарушение неравенства Белла. В нашем эксперименте это требование соблюдается, в отличие от всех оптических тестов Белла до сих пор, где приходится вводить дополнительные допущения.

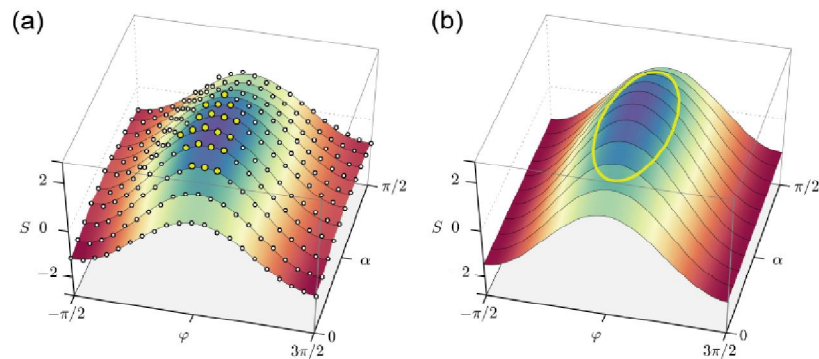


Рисунок 4. Экспериментальный тест Белла-CHSH. Измеренный (a) и рассчитанный (b) параметр S (уравнение (5)). Когда неравенство CHSH нарушено, т.е. $S > 2$ (желтые точки на (a) и желтый контур на (b)), не существует локальной модели со скрытыми параметрами, которая могла бы объяснить наблюдаемые данные, следовательно, этот результат подтверждает чисто квантовое поведение. Максимальное экспериментально выявленное нарушение ($S = 2.45 \pm 0.03$) получено при $\alpha = \pi/4$ и $\varphi = \pi/2$, как и ожидалось. Эти данные находятся в замечательном соответствии с теоретическими предсказаниями.

Мы принимаем стандартное допущение о подходящей выборке (fair-sampling) (позволяющее нам отклонить выпадающие результаты и в конечном счете отобрать (post-select) только совпадения), которое должно быть здесь ясно выделено, поскольку недетерминистическая реализация управляется операцией Адамара. Мы должны также допустить независимость между источником фотонов и установкой для выбора измерения, используемой в тесте неравенства Белла. Как обычно, если бы фотоны знали заранее о выборе установки для тестирования неравенства Белла, то некоторая локальная модель могла бы имитировать нарушения неравенства Белла. В будущем интересно выполнить более тонкие эксперименты, где эти допущения могли бы быть ослаблены.

В заключение скажем, что описан квантовый эксперимент с отложенным выбором, дающий новое подтверждение дуализма “волна – частица”, как говорил Фейнман, “единственная настоящая тайна квантовой механики (one real mystery in quantum mechanics)”. В нашем эксперименте предложение Уилера об отложенном выборе заменяется квантово-управляемым светоделителем, на выходе за

которого выполняется тестирование неравенства Белла. Таким образом, мы демонстрируем чисто квантовое поведение единичных фотонов. Это показывает, что одно измерительное устройство может плавно перестраиваться между волновым и корпускулярным измерением, что более ясно описывает понятие дополненности в квантовой механике [14, 24, 25].

Благодарности.

Мы благодарим R. Ionicioiu, S. Pironio, T. Rudolph, N. Sangouard и D.R. Terno за полезные обсуждения, а также UK EPSRC, ERC, QUANTIP, PHORBITECH, Nokia, NSQI, the Templeton Foundation и the EU DIQIP за финансовую поддержку. J.L.OB. благодарит Royal Society Wolfson Merit Award.

Дополнительное замечание. Отметим связанную по теме работу Kaiser et al. [26], где описан сходный квантовый эксперимент с отложенным выбором.

Ссылки:

- [1] J. S. Bell, *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2004).
- [2] R.P. Feynman, R.B. Leighton, and M.L. Sands, *Lecture notes on Physics* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1965).
- [3] N. Bohr, in *Quantum Theory and Measurement*, J.A. Wheeler, W.H. Zurek, Eds. (Princeton Univ. Press, Princeton, NJ), pages 949, 1984.
- [4] M.O. Scully, B.-G. Englert, and H. Walther, Quantum optical tests of complementarity, *Nature* 351, 111 (1991).
- [5] B.-G. Englert, Fringe Visibility and Which-Way Information: An Inequality, *Phys. Rev. Lett.* 77, 2154 (1996).
- [6] J. A. Wheeler, pp. 9-48 in *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*, edited by A.R. Marlow (Academic, New-York, 1978).
- [7] J. A. Wheeler, pp. 182-213 in *Quantum Theory and Measurement*, J. A. Wheeler and W. H. Zurek eds (Princeton University Press, 1984).
- [8] A.J. Leggett, pp. 161-166 in *Compendium of Quantum Physics*, D. Greenberger, K. Hentschel and F. Weinert eds (Springer, Berlin, 2009).
- [9] T. Hellmut, H. Walther, A. G. Zajonc, and W. Schleich, Delayed-choice experiments in quantum interference, *Phys. Rev. A* 35, 2532 (1987).
- [10] B. J. Lawson-Daku, R. Asimov, O. Gorceix, Ch. Miniatura, J. Robert, and J. Baudon, Delayed choices in atom Stern-Gerlach interferometry, *Phys. Rev. A* 54, 5042 (1996).
- [11] Y.-H. Kim, R. Yu, S.P. Kulik, Y. Shih, and M.O. Scully, Delayed choice quantum eraser, *Phys. Rev. Lett.* 84, 1 (2000).
- [12] A. Zeilinger, G. Weihs, T. Jennewein, M. Aspelmeyer, Happy centenary, photon, *Nature* 433, 230 (2005).
- [13] V. Jacques, E.Wu, F. Grosshans, F. Treussart, P. Grangier, A. Aspect, and J.-F. Roch, Experimental realization of Wheeler's delayed choice experiment, *Science* 315, 966 (2007).
- [14] R. Ionicioiu and D.R. Terno, Proposal for a quantum delayed-choice experiment, *Phys. Rev. Lett.* 107, 230406 (2011).
- [15] P.J. Shadbolt, M.R. Verde, A. Peruzzo, A. Politi, A. Laing, M. Lobino, J. C. F. Matthews, J. L. O'Brien, Generating, manipulating and measuring entanglement and mixture with a reconfigurable photonic circuit, *Nature Photonics* 6, 45 (2012).

- [16] S.S. Roy, A. Shukla, and T.S.Mahesh, NMR implementation of a quantum delayed-choice experiment, *Phys. Rev. A* 85, 022109 (2012).
- [17] R. Auccaise, R. M. Serra, J. G. Filgueiras, R. S. Sarthour, I. S. Oliveira, and L. C. Cleri, Experimental analysis of the quantum complementarity principle, *Phys. Rev. A* 85, 032121 (2012).
- [18] J. S. Bell, *Physics* (Long Island City, N.Y.) 1, 195 (1964).
- [19] M.A. Nielsen and I.L. Chuang, *Quantum computation and quantum information*, Cambridge University Press (2000).
- [20] T.C. Ralph, N.K. Langford, T.B. Bell, and A.G. White, Linear optical controlled-NOT gate in the coincidence basis, *Phys. Rev. A* 65, 062324 (2002).
- [21] H.F. Hofmann and S. Takeuchi, Quantum phase gate for photonic qubits using only beam splitters and postselection, *Phys. Rev. A* 66, 024308 (2002).
- [22] J.F. Clauser, M. Horne, A. Shimony, R.A. Holt, Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories, *Phys. Rev. Lett.* 23, 880 (1969).
- [23] B.S. Cirelson, Quantum generalizations of Bell's inequality, *Lett. Math. Phys.* 4, 93 (1980).
- [24] J.-S. Tang, Y.-L. Li, C.-F. Li, G.-C. Guo, Revisiting Bohr's principle of complementarity using a quantum device, arXiv:1204.5304.
- [25] T. Qureshi, Quantum version of complementarity: a duality relation, arXiv:1205.2207.
- [26] F. Kaiser, T. Coudreau, P. Milman, D. B. Ostrowsky, and S. Tanzilli, Entanglement-enabled delayed choice experiment, arXiv:1206.4348.