

Квантовый ластик с причинно отделенным выбором

К. Ма и др. (Австрия, Германия, Великобритания, Канада)

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

arXiv:1206.6578v2 [quant-ph] 29 Jan 2013

Quantum erasure with causally disconnected choice

Xiao-song Ma,^{1,2,3,*} Johannes Kofler,^{1,4} Angie Qarry,^{1,2} Nuray Tetik,^{1,2} Thomas Scheidl,¹ Rupert Ursin,¹ Sven Ramelow,^{1,2} Thomas Herbst,^{5,1} Lothar Ratschbacher,^{1,2,6} Alessandro Fedrizzi,^{1,2,7} Thomas Jennewein,^{1,8} and Anton Zeilinger^{1,2,5,†}

¹*Institute for Quantum Optics and Quantum Information (IQOQI), Austrian Academy of Sciences, Boltzmannngasse 3, A-1090 Vienna, Austria*

²*Vienna Center for Quantum Science and Technology, Faculty of Physics, University of Vienna, Boltzmannngasse 5, A-1090 Vienna, Austria*

³*Present address: Department of Electrical Engineering, Yale University, New Haven, CT 06511, USA*

⁴*Present address: Max Planck Institute of Quantum Optics, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching/Munich, Germany*

⁵*Faculty of Physics, University of Vienna, Boltzmannngasse 5, A-1090 Vienna, Austria*

⁶*Present address: Cavendish Laboratory, University of Cambridge, JJ Thomson Avenue, Cambridge CB3 0HE, United Kingdom*

⁷*Present address: Centre for Engineered Quantum Systems and Centre for Quantum Computer and Communication Technology, School of Mathematics and Physics, University of Queensland, Brisbane 4072, Australia*

⁸*Present address: Institute for Quantum Computing and Department of Physics and Astronomy, University of Waterloo, 200 University Avenue West, Waterloo, ON, N2L 3G1, Canada*

* Electronic address: Xiaosong.Ma@univie.ac.at

† Electronic address: Anton.Zeilinger@univie.ac.at

Контр-интуитивные свойства квантовой физики бросают вызов многим допущениям, основанным на “здравом смысле”. В интерферометрическом эксперименте с квантовым ластиком можно активно выбирать, стирать или не стирать информацию о выборе пути (which way), т.е. свойство быть частицей для некоторой квантовой системы, и, таким образом, наблюдать ее волновые свойства через интерференцию или ее отсутствие, выполняя подходящее измерение над удаленной квантовой системой, запутанной с данной. Во всех экспериментах, осуществленных на сегодня, этот выбор осуществлялся в прошлом, либо – в некоторых конфигурациях отложенного выбора – в будущем по отношению к интерференции. Таким образом, в принципе, физические коммуникации между выбором и интерференцией не были исключены. Здесь сообщается об эксперименте с квантовым ластиком, в котором благодаря усилению эйнштейновской локальности такие коммуникации невозможны. Это достигается с помощью независимых активных актов выбора, пространственно-подобно разделенных от интерференции. Наша установка использует гибридные фотонные пары, поляризованные по путям, которые распределены вдоль оптической волоконной линии связи длиной 55 м в рамках одного эксперимента, или в оптической линии длиной 144 км в рамках другого эксперимента. Не существует наивной реалистической картины, совместимой с нашими результатами, поскольку тот факт, что квант демонстрирует корпускулярное или волновое поведение, должен зависеть от причинно отделенного выбора. Это, следовательно, наводит на мысль отказаться от таких представлений.

Корпускулярно-волновой дуализм представляет собой хорошо известную демонстрацию наиболее общего принципа дополнительности в квантовой физике

[1]. Некоторые эксперименты с единичными фотонами [2 – 6] подтвердили и волновую, и корпускулярную природу света. Другая демонстрация дополнительности состоит в том, что положение и линейный импульс отдельных частиц не могут быть хорошо определены одновременно, что показывает соотношение неопределенностей Гейзенберга [7]. Основываясь на концепции микроскопа Гейзенберга [7], фон Вайцзекер [8, 9] обсуждал мысленный эксперимент, в котором фотон взаимодействует с электроном. На современном языке, после взаимодействия фотон и электрон образуют запутанное состояние [10, 11], в котором их координаты и импульсы должны быть сильно коррелированы. Следовательно, различные дополнительные измерения над фотоном позволяют выбрать, обладает ли электрон, соответственно, хорошо определенной координатой или хорошо определенным импульсом. Согласно Бору, “очевидно, при рассмотрении поведения наблюдаемой не имеет значения [...], фиксированы ли наши планы управления приборами заранее, или мы предпочитаем откладывать их выполнение на самый последний момент [...]” [1].

Позже Уилер предложил эксперимент, относящийся к проблеме корпускулярно-волнового дуализма, в котором пути единичного фотона, приходящего от удаленной звезды, образуют гигантский интерферометр [12, 13]. Помещая или не помещая светоделитель в конце плеч этого интерферометра, можно либо разрешить наблюдение интерференции (т.е. волнового поведения), либо получить информацию о выбранном пути фотона (корпускулярное поведение). Уилер предложил задерживать выбор решения о включении или невключении светоделителя до самого последнего момента движения фотона внутри интерферометра. Это блокирует возможность того, что фотон знал о конфигурации опыта до его начала и соответствующим образом адаптировал свое поведение [14, 15]. Далее он указал, что эта ситуация кажется парадоксальной, потому что от отложенного выбора экспериментатора зависит, ведет ли себя фотон как волна или как частица. Как писал Уилер: “Вдвигая или выдвигая теперь зеркало, мы оказываем неустранимое влияние на прошлое фотона” [13]. С тех пор предложение Уилера было положено в основу ряда экспериментальных работ с интерференцией единичных фотонов [16 – 22], которые дали все более сложные демонстрации корпускулярно-волнового дуализма единичных квантов, даже в конфигурациях с отложенным выбором.

Scully и Drühl предложили так называемый квантовый ластик [23, 24], в котором исследовались максимально запутанные состояния атом-фотон. В [24] атомы, которые интерпретировались в качестве “системы”, посылались сквозь двойную щель. Каждый атом одновременно испускал фотон, который рассматривался как “среда”, несущая информацию о выборе пути (which-way, which-path, welcher-weg), по которому (из двух) в точности прошел атом. При этом после прохождения двойной щели интерференция отсутствует, [что нельзя объяснить,] если игнорировать присутствие фотонов, поскольку каждый фотон несет информацию о выборе пути соответствующим атомом. Присутствия подобной информации в любом месте Вселенной достаточно, чтобы исключить любую возможность интерференции. И неважно, сможет ли будущий наблюдатель учитывать ее. Достаточно одной лишь такой возможности. Иными словами, состояния атомного пути сами по себе не образуют когерентную суперпозицию вследствие запутывания атом-фотон.

Если наблюдатель выполняет измерения над фотонами, то его выбор типа измерения предопределяет, будет ли вести себя фотон как волна или как частица. Во-первых, когда предопределяется информация о пути, атомы не демонстрируют ни интерференцию, ни даже условно соответствующие фотонам результаты измерения. Во-вторых, когда предусмотрено неустранимое стирание любой

информации о пути атомов, то атомы демонстрируют идеальную, но различную интерференционную картину, они дополняют одна другую и обусловлены заданными результатами измерений над фотонами. Эти два сценария иллюстрируют дальнейшие свойства принципа дополнительности, помимо корпускулярно-волнового дуализма. Существует компромисс между сопоставлением атомам информации о пути или их интерференционной картиной благодаря дополнительным измерениям над фотонами, а не над самими атомами. Существует непрерывный переход между этими двумя предельными ситуациями, когда достигается снижение различимости (видности) между частичной информацией о пути и интерференционной картиной [25, 26].

Авторы работ [23, 24] предложили скомбинировать парадигму отложенного выбора с концепцией квантового ластика. Поскольку информация о выборе пути атомами переносится фотонами, то выбор измерения над фотонами в двойной щели на детекторах фотонов – выявляющий или стирающий эту информацию – может быть задержан “надолго позже относительно момента прохождения атома” [24]. Это задержанное измерение над фотонами “решает”, продемонстрируют ли атомы интерференцию или нет даже после того, как атомы были детектированы. Эта ситуация, которая кажется контр-интуитивной, возникает вследствие того, что в двухчастичном квантовом состоянии наблюдаемые корреляции не зависят от пространственно-временной конфигурации измерения над отдельными системами. Таким образом, предложенная ими схема значительно расширила концепцию мысленного эксперимента с отложенным выбором, введенную Уилером и стимулировавшую ряд теоретических и экспериментальных исследований [27 – 32]. Кроме того, сообщалось о предложении в [33] и экспериментальных реализациях запутанного свопинга¹ с отложенным выбором [34 – 37]. Недавно был предложен [38] и осуществлен [39, 40] эксперимент с отложенным выбором. Во время подготовки данной рукописи было сообщено [41] об эксперименте, в котором между всеми измерениями обеспечивалось пространственно-подобное разделение. Кроме того, мы используем сверхбыстрое переключение, равно как точно заданный во времени случайный выбор настроек, чтобы окончательно обеспечить пространственно-подобное разделение всех релевантных событий (выбор настроек, переключение настроек, измерения). Это также делает возможным осуществление многих различных пространственно-временных сценариев.

В настоящей работе, во-первых, мы предлагаем и экспериментально демонстрируем квантовый ластик в условиях усиленной локальности по Эйнштейну. Условие локальности подразумевает, что если “две системы больше не взаимодействуют, то никакое реальное изменение не может повлиять на вторую систему вследствие каких бы то ни было воздействий на первую систему” [10]. Операционально, для экспериментальной реализации квантового ластика в условиях локальности по Эйнштейну, событие стирания информации о выборе пути должно быть релятивистски изолировано в пространственно-временном отношении от всего пути интерферирующей системы через интерферометр, включая точку финальной регистрации. Это означает, что в любой системе отсчета и во всех системах отсчета световой или досветовой сигнал не может распространиться от одного события до другого и причинным образом повлиять на него. Реализуя локальность по Эйнштейну, мы, таким образом, делаем значительный шаг в истории экспериментов с квантовым ластиком.

¹ Свопинг (swapping) – перенос свойства запутанности с одной частицы на другую (прим. перев.)

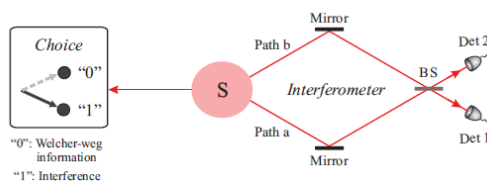


Рисунок 1: Концепция нашего квантового ластика при условиях локальности по Эйнштейну. Источник гибридно запутанных фотонных пар (S) испускает поляризованные по путям пары фотонов. “Системные” фотоны распространяются через интерферометр (interferometer) справа, а фотоны “среды” являются объектом поляризационных измерений слева от источника. Акты выбора (choice), позволяющие задать информацию о пути (welcher-weg information), либо получить интерференционную картину (interference) для системных фотонов делаются в условиях локальности по Эйнштейну, т.е. причинная связь между системными фотонами и фотонами среды заведомо отсутствует.

Концепция нашего квантового ластика иллюстрируется рис. 1. Мы формируем гибридно запутанные фотонные пары [42], с запутыванием между двумя различными степенями свободы, а именно пути одного (системного) фотона с поляризацией другого фотона (фотона “среды”). Системный фотон посылается в интерферометр, а фотон среды посылается в поляризационный анализатор, который выполняет измерение согласно причинно отделенному выбору (в соответствии со связанными с интерферометрами событиями). Аналогично исходному предложению квантового ластика [23, 24], поляризация фотона среды несет информацию о выборе пути системного фотона вследствие запутывания между двумя фотонами. В зависимости от того, в каком поляризационном базисе измеряется фотон среды, мы способны либо сопоставить информацию о выборе пути системным фотоном и заблокировать интерференцию, либо стереть информацию о выборе среды и наблюдать интерференцию. В этом последнем случае зависит от специфического результата измерения над фотоном среды, какой из двух различных типов интерференции демонстрирует системный фотон. Основные результаты нашей работы сообщались в [43, 46], дополнительную информацию можно найти в [45].

Для тестирования концепции квантового ластика в разных пространственно-временных ситуациях мы выполнили некоторые эксперименты, демонстрирующие поведение квантового ластика в условиях локальности по Эйнштейну на двух различных масштабах длины. В первом эксперименте (Вена, 2007 год) фотон среды посылался от системного фотона на 55 м через длинный оптический кабель. Во втором эксперименте (Канарские острова, 2008 год) эти фотоны удалялись на 144 км и соединялись оптической² связью. Схема нашего венского эксперимента показана на рис. 2А. Во-первых, мы приготавливаем поляризационно запутанное состояние [47]: $(|H\rangle_s|V\rangle_e + |V\rangle_s|H\rangle_e)/\sqrt{2}$, где $|H\rangle$ и $|V\rangle$ обозначают квантовые состояния с горизонтальной и вертикальной поляризацией, s и e – индексы, обозначающие системный фотон и фотон среды, соответственно. Ортогональные состояния поляризации системного фотона когерентно преобразуются в состояния $|a\rangle_s$ и $|b\rangle_s$ двух различных путей интерферометра через поляризационный светоделитель и два волоконных поляризационных

² Оптическая линия связи образована передающим телескопом, установленным на моторизованной платформе, и приемным телескопом с 1 м зеркалом.

контроллера.

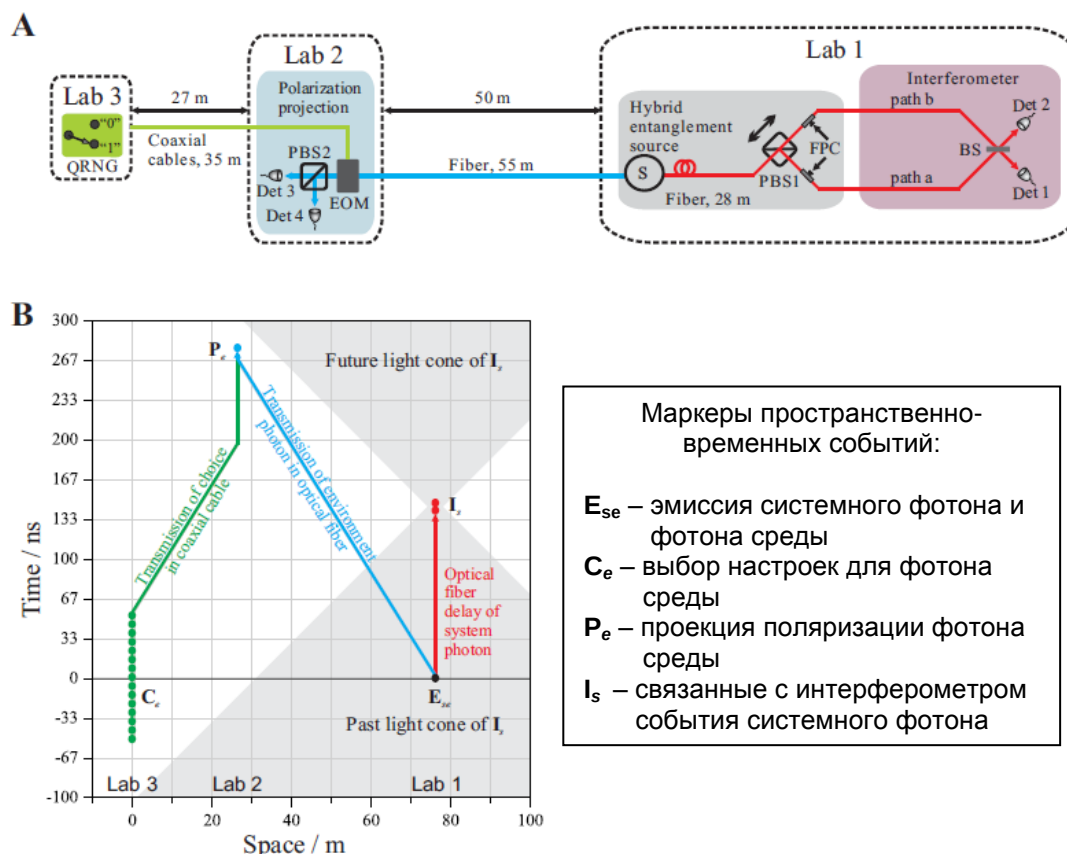


Рисунок 2: А. Схема венского эксперимента. В Lab1 источник (S) испускает поляризационно запутанные фотонные пары (каждая из которых состоит из системного фотона и фотона среды) в ходе спонтанного параметрического преобразования с понижением частоты II типа. Хорошее спектральное и пространственное перекрытие мод достигается с помощью интерференционных фильтров с полосой ширины 1 нм и собирания фотонов в одномодовые волокна. Поляризационно запутанное состояние последовательно преобразуется в гибридно запутанное состояние с помощью поляризационного светоделителя (PBS1) и двух поляризационных контроллеров (FPC). Интерферометрическое измерение над системным фотоном выполняется с помощью одномодового светоделителя (BS) с длиной пути 2 м, где относительная фаза между путем а и путем b регулируется перемещением PBS1 с помощью пьезо-нанопозиционера. Установка для проектирования поляризации фотона среды состоит из электрооптического модулятора (EOM) и другого поляризационного светоделителя (PBS2). Оба фотона детектируется кремниевыми туннельными фотодиодами (Det 1-4). Выбор делается с помощью квантового генератора случайных чисел (QRNG) [51].

В. Пространственно-временная диаграмма. Связанные с выбором события C_e и проекция поляризации фотона среды P_e пространственно-подобно отделены от всех событий интерферометрического измерения системного фотона I_s . Кроме того, события C_e также пространственно отделены от эмиссии запутанной фотонной пары источником E_{se} . Затененные области представляют световые конусы прошлого и будущего для событий I_s . Это обеспечивает полное выполнение локальности по Эйнштейну. См. подробности в дополнительном материале.

Это приближенно создает гибридное запутанное состояние (см. подробности относительно погрешностей и редуцированном параметре чистоты состояния в дополнительном материале) [42]:

$$|\Psi_{\text{hybrid}}\rangle_{se} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|b\rangle_s |V\rangle_e + |a\rangle_s |H\rangle_e). \quad (1)$$

Фотон среды несет, таким образом, информацию о выборе пути системным фотоном. Следовательно, мы можем выполнить два измерения с комплементарной проекцией поляризации над фотоном среды и получить или стереть информацию о выборе пути системным фотоном, соответственно. (i) Мы проектируем фотон среды в H/V базис, что выявляет информацию о выборе пути системным фотоном, при этом интерференция наблюдаться не может; (ii) Мы проектируем фотон среды в R/L базис (где $|R\rangle = (|H\rangle + i|V\rangle)/\sqrt{2}$ и $|L\rangle = (|H\rangle - i|V\rangle)/\sqrt{2}$) с левой и правой круговыми поляризационными состояниями, что стирает информацию о выборе пути. В противоположность первому случаю, детектирование фотона среды в поляризации R (или L) обуславливает когерентную суперпозицию с равными вероятностями для состояний $|a\rangle_s$ и $|b\rangle_s$, поскольку уравнение (1) может быть преобразовано к виду:

$$|\Psi_{\text{hybrid}}\rangle_{se} = \frac{1}{2}[(|a\rangle_s + i|b\rangle_s)|L\rangle_e + (|a\rangle_s - i|b\rangle_s)|R\rangle_e]. \quad (2)$$

В случае (ii) поляризация фотона среды (неважно, R или L) несет информацию об относительной фазе между путями a и b системного фотона. Это приводит к дополнительной картине интерференции (пики и антипики). Случаи (i) и (ii) показывают, что информация о выборе пути и информация о пиках и антипиках одинаково фундаментальна. Заметим, что сходные установки были предложены в работах [28, 48, 49].

Следующие события являются важными и должны быть идентифицированы до обсуждения пространственно-временной диаграммы: E_{se} – это эмиссия обоих фотонов (системно и фотона среды) источником, C_e – выбор базиса поляризационного измерения над фотоном среды, P_e – проекция поляризации фотона среды, I_s – все события, относящиеся к системному фотону внутри интерферометра, включая его проникновение внутрь, распространение вдоль и выход из интерферометра.

С целью гарантировать локальность по Эйнштейну для окончательного тестирования должно быть исключено любое причинное влияние между выбором C_e и проекцией P_e фотона среды с одной стороны и связанными с интерферометром событиями I_s системного фотона с другой стороны. Операционально мы требуем пространственно-подобного разделения C_e , P_e по отношению к I_s (см. рис. 2B). Все это достигается установкой соответствующих экспериментальных средств в трех удаленных лабораториях. Выбор осуществляется с помощью квантового генератора случайных чисел (QRNG). См. подробности в разделе “Дополнительный материал”. Его принцип действия основан на внутреннем случайном детектировании фотонов на выходе балансного светоделителя [51].

Заметим, что наша установка также исключает любую зависимость между выбором и эмиссией фотонной пары (“свобода выбора” [50, 56]), потому что мы располагаем источник и QRNG в двух разных лабораториях так, чтобы было обеспечено пространственно-подобное разделение между событиями C_e и E_{se} . В

[31] выбор осуществляется пассивно самим фотоном среды и, таким образом, расположен в конусе будущего по отношению к акту эмиссии фотонной пары и событию измерения системного фотона. Следовательно, в принципе возможно, что акт эмиссии и акт измерения над системным фотоном могут повлиять на выбор, который тогда только покажется свободным или случайным.

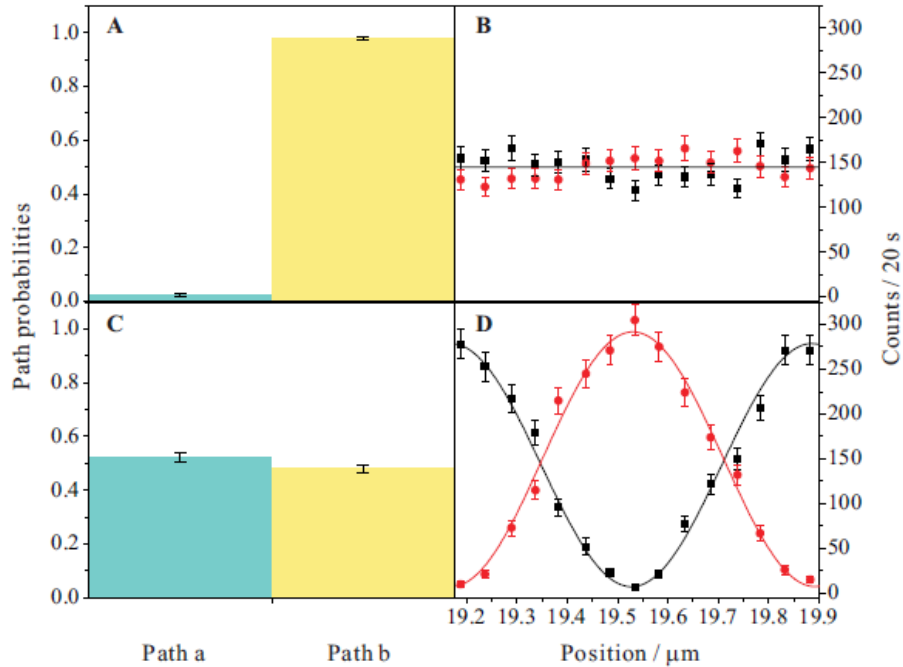


Рисунок 3: Экспериментальные результаты.

Вверху: Когда выполняется измерение (i), (ЕОМ выключен), детектирование фотона среды в состоянии $|V\rangle_e$ выявляет информацию о выборе пути системным фотоном, что подтверждается измерением отсчетов Det 1 или Det 2, обусловленным детектированием фотона среды в Det 4. **А.** Мы получили, что системный фотон распространяется по пути а и пути b с вероятностями 0.023(5) (голубой цвет) и 0.978(5) (желтый цвет), соответственно. Время суммирования составило около 120 с. Как следствие выявления информации о выборе пути, получено значение счетчика, нечувствительное к фазе. Среднее значение счетчика показано черной линией на диаграмме **В.**

Внизу: Когда выполняется измерение (ii) (ЕОМ включен), детектирование фотона среды в состоянии $|R\rangle_e$ стирает информацию о выборе пути системным фотоном. **С.** Вероятности для системного фотона распространяться по пути а и пути b равны 0.521(16) (голубой цвет) и 0.478(16) (желтый цвет), соответственно. Время суммирования составило около 120 с. Поскольку информация о выборе пути безвозвратно стерта, появляются две противоположно модулированные синусоиды интерференции со средней видимостью 0.951(18) как функции изменения положения светоделителя PBS1, как показано на диаграмме **Д.** Ошибка сохраняется равной $\pm$ одному стандартному отклонению и описывается статистикой Пуассона.

На рис. 3 представлены экспериментальные результаты измерений над системным фотоном, обусловленные детектированием фотона среды детектором Det 4. На рис. 3А показаны вероятности того, что системный фотон движется вдоль пути а или b, когда выполняется измерение (i), т.е. проектирование фотона

среды в базис H/V и, таким образом, формируется информация о выборе пути. Когда фотон среды подвергается измерению (i) и его детектирование показывает поляризацию V, вероятность для системного фотона пройти по пути a равна $P(a|V) = 0.023(5)$, что определяется блокировкой пути b и суммированием в течение 120 с счетчика совпадений между детекторами интерферометра и детекторами V. Аналогично, мы установили, что вероятность распространения фотона по пути b равна $P(b|V) = 0.978(5)$. С целью оценить количество полученной информации о выборе пути мы используем так называемый параметр информации о выборе пути [25, 27, 52, 53], $\mathcal{I}_{(i)} = |P(a|V) - P(b|V)|$. Значение 0.955(7) этого параметра показывает почти полную информацию о выборе пути системным фотоном. Как следствие, когда сканируется относительная фаза между путями a и b, то интерференция не наблюдается, как показано на рис. 3B. Для каждой точки время суммирования составляет 20 с.

С другой стороны, когда фотон среды подвергается измерению (ii), т.е. проектированию фотоны среды в базис L/R, информация о выборе пути необратимо стирается. Когда детектируется, что он имеет поляризацию R, мы получаем вероятности для системного фотона распространяться по каналу a, $P(a|R) = 0.521(16)$, а по пути b, $P(b|R) = 0.478(16)$ (Рис. 3C). В этом случае параметр $\mathcal{I}_{(ii)}$, определенный как $\mathcal{I}_{(ii)} = |P(a|R) - P(b|R)|$, имеет небольшое значение 0.077(22).

Соответственно, интерференция показывает с видимостью $\mathcal{V}_{(ii)} = 0.951(18)$, как показано на рис. 3D, где мы суммируем 20 с для каждой точки данных. Эта видимость определена как $\mathcal{V} = (C_{\max} - C_{\min}) / (C_{\max} + C_{\min})$, где $C_{\max}$ и $C_{\min}$ – максимальное и минимальное значения счетчиков системного фотона, обусловленные детектированием фотона среды детектором Det 4. Если детектирование определяет, что фотон среды имеет поляризацию L, это показывает сдвинутая по фазе на π интерференция системных фотонов. Эти результаты вместе с пространственно-временной конфигурацией эксперимента решительно подтверждает акаузальную природу концепции квантового ластика.

Квантовая механика предсказывает, что корреляции результатов измерения должны быть инвариантны при изменении специфической пространственно-временной конфигурации. Мы, соответственно, реализовали другие пять качественно различных пространственно-временных сценариев, которые суммированы в разделе “Дополнительная информация”. Все полученные результаты действительно согласуются с ожиданием в пределах статистических ошибок.

С целью количественно продемонстрировать квантовый ластик и принцип дополненности в условиях локальности по Эйнштейну мы используем двухчастичное неравенство, связанное с дополненностью [25, 52, 53], именно

$$\mathcal{I}^2 + \mathcal{V}^2 \leq 1, \quad (3)$$

которое является расширением соответствующего одночастичного неравенства (экспериментально проверено в [22]). Здесь $\mathcal{I}$ и $\mathcal{V}$ – параметры для двух частиц, определенные выше. При идеальной экспериментальной конфигурации неравенство (3) переходит в равенство. В условиях локальности по Эйнштейну мы измеряем $\mathcal{I}$ и $\mathcal{V}$ в последовательных экспериментальных сериях, регулируя приложенное напряжение ЕОМ, что изменяет базис поляризационной проекции фотона среды. Следовательно, мы получаем непрерывный переход между измерениями (i) и (ii) и, таким образом, между корпускулярными и волновыми свойствами. Для каждого измерения, в соответствии с выходным значением QRNG, напряжение ЕОМ случайно и быстро переключается между 0 и

определенным значением. Результаты показаны на рис. 4. Пунктирная линия – идеальная кривая, где $\mathcal{I}^2 + \mathcal{V}^2 = 1$. Сплошная линия рассчитана с использованием фактических неидеальных параметров, которые измеряются независимо. Мы видим блестящее согласие между расчетными и экспериментальными данными.

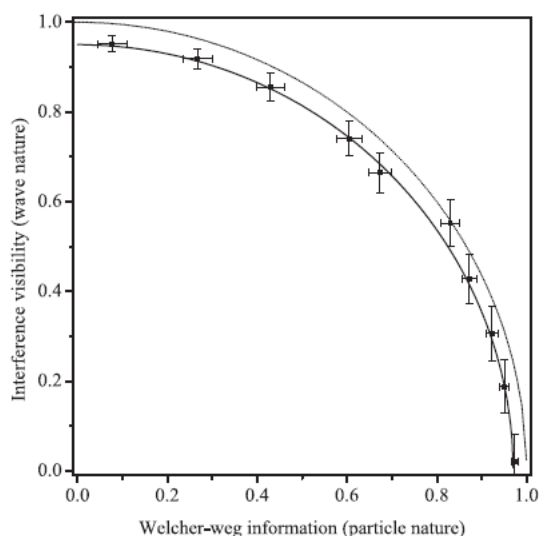


Рисунок 4: Экспериментальная проверка неравенства дополнительности в условиях локальности по Эйнштейну, демонстрирующая компромисс между параметром информации о выборе пути и видностью интерференции. Мы варьируем базис поляризационной проекции для фотона среды, регулируя напряжение на входе ЕОМ. Заметим, что крайне левые и крайне правые данные соответствуют рис. 3 А-В и С-Д, соответственно. Пунктирная линия – идеальная кривая, отвечающая предельному случаю равенства в неравенстве (3).

Сплошная линия $\mathcal{V} = 0.95\sqrt{1 - (\mathcal{I}/0.97)^2}$ представляет собой оценку для фактической экспериментальной неидеальности, величины измерялись независимо. Ошибка сохраняется равной одному стандартному отклонению и определяется статистикой Пуассона.

Аналогичная установка, но с гораздо более значительным пространственным и временным разделением, использует 144 км оптическую линию связи между интерферометром и системой поляризационного проектирования (показана на рис. 5). Две лаборатории расположены на двух Канарских островах – La Palma и Tenerife [54 – 56]. Реализованы две различные пространственно-временные конфигурации, в одной из которых достигается пространственно-подобное разделение всех релевантных событий. В этом сценарии выбираются различные моменты времени для осуществления акта выбора. Одна из конфигураций такова, что скорость гипотетического сверхсветового сигнала от события выбора $\mathcal{C}_e$ до событий $\mathcal{I}_s$, связанных с интерферометром, должна быть примерно в 96 раз больше скорости света, что исключает возможное влияние между ними [57]. Другая конфигурация такова, что событие выбора $\mathcal{C}_e$ происходит приблизительно на 450 с позже, чем события $\mathcal{I}_s$ в системе отсчета источника, что более чем на 5 порядков превышает величину задержки по сравнению с ранее достигнутыми результатами эксперимента с квантовым ластиком [31]. Даже полагая отношение сигнал/шум пониженным вследствие затухания оптической линии связи (33 дБ), после вычитания фона получены результаты, подобные результатам Венского эксперимента. См. подробности в “Дополнительном материале”.

Далее, для всех данных, полученных в ходе венского и канарского экспериментов, с целью обеспечить полную независимость между регистрацией данных для системного фотона и фотона среды мы используем две системы меток времени и раздельную запись детектируемых событий. Эти данные сравнивались и сортировались, чтобы воссоздать случаи совпадений, много времени спустя после завершения экспериментов [58].

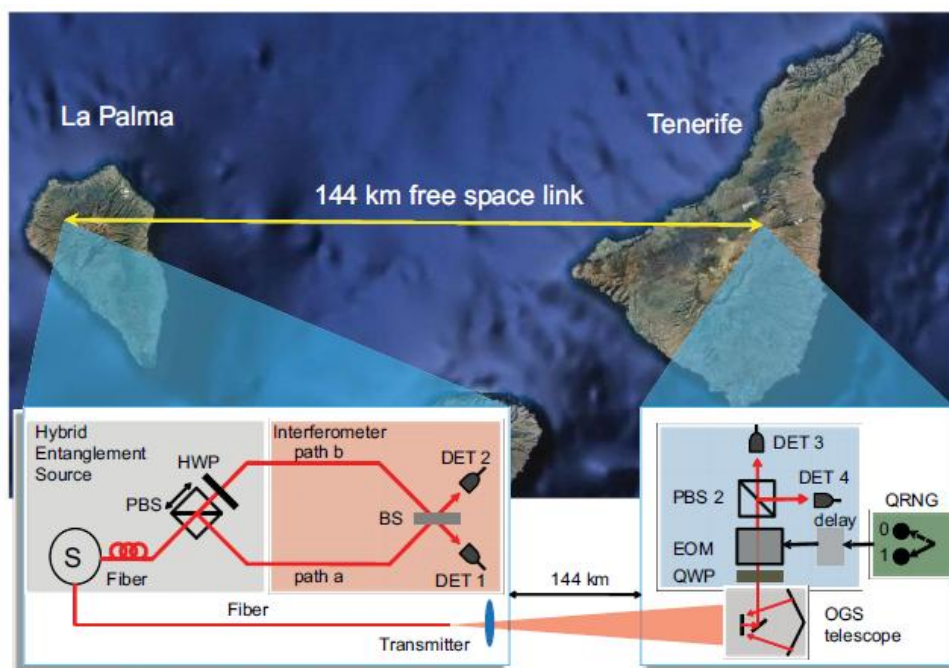


Рисунок 5: Спутниковое изображение Канарских островов Tenerife и La Palma и общий вид экспериментальной установки (Google Earth). Две лаборатории пространственно разделены примерно 144 км. На острове La Palma источник (S) испускает поляризационно запутанные фотонные пары, которые последовательно преобразовываются в гибридно запутанное состояние с помощью поляризационного светоделителя (PBS1) и полуволновой пластинки, ориентированной под углом 45° . Интерферометрическое измерение над системным фотоном осуществляется с помощью установленного в оптическом канале светоделителя (BS), где относительная фаза между путем а и путем б регулируется перемещаемым положением светоделителя PBS1 с использованием пьезо-нанопозиционера. Полная длина пути этого интерферометра составляет около 0.5 м. Проектирующее устройство содержит четверть-волновую пластинку (QWP), электро-оптический модулятор (EOM) и поляризационный светоделитель (PBS2), которые совместно проектируют фотон среды в H/V или +/- базис (где $|+\rangle = (|H\rangle + |V\rangle)/\sqrt{2}$ и $|-\rangle = (|H\rangle - |V\rangle)/\sqrt{2}$). Как системный фотон, так и фотон среды детектируются с помощью кремниевых туннельных фотодиодов (DET 1-4). Квантовый генератор случайных чисел (QRNG) определяет выбор экспериментальной конфигурации быстро и случайным образом. Для регулирования относительного времени между актом выбора и другими событиями используется плата задержки. Выполняется независимая регистрация данных с помощью единиц индивидуальной временной разметки как на стороне системного фотона, так и на стороне фотона среды. Временные эталоны с обеих сторон устанавливаются с помощью системы GPS.

Наша работа демонстрирует и подтверждает, что выявление корреляции между двумя запутанными фотонами информацию о выборе пути или интерференционной картины одного (системного) фотона, зависит от выбора измерения над другим (системного) фотона, даже когда все события с обеих сторон, которые быть пространственно-подобно разделены, являются пространственно-подобно разделены. Тот факт, что возможно решать спустя длительное время, будут ли выявлены волновые или корпускулярные свойства – и даже на пространственно-подобных расстояниях – измерения учат нас, что мы не должны иметь никаких наивных реалистических представлений для интерпретации квантовых феноменов. Любое объяснение того, что происходит при специфическом индивидуальном наблюдении одного фотона, должно учитывать всю экспериментальную конфигурацию полного квантового состояния, включающую оба фотона, и может иметь смысл только после получения и регистрации всей информации, определяющей комплементарные переменные. Наши результаты демонстрируют, что точка зрения, согласно которой системный фотон ведет себя окончательным образом как волна или как частица, подразумевает сверхсветовые коммуникации. Поскольку это создает серьезный конфликт со специальной теорией относительности, мы считаем, что эта точка зрения должна быть целиком отклонена.

Благодарности

We are grateful to Č. Brukner, M. Żukowski, M. Aspelmeyer and N. Langford for helpful discussions as well as to T. Bergmann and G. Mondl for assistance with the electronics. We also wish to thank F. Sanchez (Director IAC) and A. Alonso (IAC), T. Augusteijn, C. Perez and the staff of the Nordic Optical Telescope (NOT), J. Kuusela, Z. Sodnik and J. Perdigues of the Optical Ground Station (OGS) as well as J. Carlos and the staff of the Residence of the Observatorio del Roque de Los Muchachos for their support at the trial sites. We acknowledge support from the European Commission, Project QAP (No.015848), Q-ESSENCE (No. 248095), ERC Senior Grant (QIT4QAD), the Marie-Curie research training network EMALI, and SFB-FOQUS, Templeton Fellowship at the Austrian Academy of Science's Institute for Quantum Optics and Quantum Information Vienna, and the Doctoral Program CoQuS of the Austrian Science Foundation (FWF).

Ссылки

- [1] Bohr N. (1949) Discussion with Einstein on epistemological problems in atomic physics. in Albert Einstein: Philosopher-Scientist VII (ed. Schilpp, P. A.) Vol. 7, 201-241 (Library of Living Philosophers, Evanston, 1949).
- [2] Clauser JF (1949) Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect. *Phys. Rev. D* 9:853-860.
- [3] Grangier P, Roger G, Aspect A (1986) Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences. *Europhys. Lett.* 1:173-179.
- [4] Dopfer B (1998) Zwei Experimente zur Interferenz von Zwei-Photon Zuständen: Ein Heisenbergmikroskop und Pendellöung. PhD thesis, University of Innsbruck. German
- [5] Zeilinger A (2000) Experiment and the foundations of quantum physics. *Rev. Mod. Phys.* 71:S288-S297.
- [6] Zeilinger A, Weihs G, Jennewein T, Aspelmeyer M (2005) Happy centenary, photon. *Nature* 433:230-238.
- [7] Heisenberg W (1927) Über den anschulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik [The physical content of quantum kinematics and mechanics]. *Z. Phys.* 43:172-198. German
- [8] Weizsäcker v CF (1931) Ortsbestimmung eines Elektrons durch ein Mikroskop. *Z. Phys.* 70:114-130. German
- [9] Weizsäcker v CF (1941) Zur Deutung der Quantenmechanik. *Z. Phys.* 118:489-509. German
- [10] Einstein A, Podolsky B, Rosen N (1935) Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.* 47:777-780.
- [11] Schrödinger E (1935) Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik [The present situation in quantum mechanics]. *Naturwissenschaften* 23:807-812; 823-828; 844-849.
- [12] Wheeler JA (1978) The “past” and the “delayed-choice” double-slit experiment. in *Mathematical Foundations of Quantum Theory* (Academic), 9-48.
- [13] Wheeler JA (1984) Law without law. in *Quantum Theory and Measurement* (Princeton University Press), 182-213.
- [14] Mittelstaedt P (1987) in: *Proceedings of the 2nd International Symposium on Foundations of Quantum Mechanics*, Namiki M, Ohnuki Y, Murayama Y, Nomura S eds. (Physics Society of Japan, Tokyo), 53-58.
- [15] Greenstein G, Zajonc AG (2005) *The Quantum Challenge* (Jones and Bartlett Publishers, Boston), second edn.
- [16] Hellmuth T, Zajonc AG, Walther H. (1985) *Symposium on Foundations of Modern Physics*, Lahti P, Mittelstaedt P eds (World Scientific Publ., Singapore), 417.

- [17] Alley CO, Jacobowicz OG, Wickes WC (1987) in *Proceedings of the Second International Symposium on the Foundations of Quantum Mechanics*, Narani H ed. (Physics Society of Japan, Tokyo), 36-47.
- [18] Hellmuth T, Walther H, Zajonc AG, Schleich W (1987) Delayed-choice experiments in quantum interference. *Phys. Rev. A* 35:2532-2541.
- [19] Balduhn J, Mohler E, Martienssen W (1989) A wave-particle delayed-choice experiment with a single-photon state. *Z. Phys. B-Con. Mat.* 77:347-352.
- [20] Lawson-Daku BJ, *et al.* (1996) Delayed choices in atom Stern-Gerlach interferometry. *Phys. Rev. A* 54:5042-5047.
- [21] Jacques V, *et al.* (2007) Experimental realization of Wheeler's delayed-choice gedanken experiment. *Science* 315:966-968.
- [22] Jacques V, *et al.* (2008) Delayed-choice test of quantum complementarity with interfering single photons. *Phys. Rev. Lett.* 100:220402.
- [23] Scully MO, Drühl K (1982) Quantum eraser: A proposed photon correlation experiment concerning observation and "delayed choice" in quantum mechanics. *Phys. Rev. A* 25:2208-2213.
- [24] Scully MO, Englert BG, Walther H (1991) Quantum optical tests of complementarity. *Nature* 351:111-116.
- [25] Wootters WK, Zurek WH (1979) Complementarity in the double-slit experiment: Quantum nonseparability and a quantitative statement of Bohr's principle. *Phys. Rev. D* 19:473-484.
- [26] Mittelstaedt P, Prieur A, Schieder R (1987) Unsharp Particle-Wave Duality in a Photon Slit-Beam Experiment. *Found. Phys.* 17:891-903.
- [27] Englert BG, Bergou JA (2000) Quantitative quantum erasure. *Opt. Commun.* 179:337-355.
- [28] Kwiat PG, Englert BG (2004) *Science and Ultimate Reality: Quantum Theory, Cosmology and Complexity* Barrow JD, Davies PCW, Charles J, Harper L eds. (Cambridge University Press).
- [29] Aharonov Y, Zurek WH (2005) Time and the quantum: erasing the past and impacting the future. *Science* 307:875-879.
- [30] U. Eichmann, *et al.* (1993) Young's interference experiment with light scattered from two atoms. *Phys. Rev. Lett.* 70:2359-2362.
- [31] Kim YH, Yu R, Kulik SP, Shih Y, Scully MO (2000) Delayed "choice" quantum eraser. *Phys. Rev. Lett.* 84:1-5.
- [32] Walborn SP, Terra Cunha MO, Pádua S, Monken CH (2002) Double-slit quantum eraser. *Phys. Rev. A* 65:033818.
- [33] Peres A (2000) Delayed choice for entanglement swapping. *J. Mod. Opt.* 47:139-143.
- [34] Jennewein T, Weihs G, Pan JW, Zeilinger A (2001) Experimental nonlocality proof of quantum teleportation and entanglement swapping. *Phys. Rev. Lett.* 88:017903.
- [35] Sciarrino F, Lombardi E, Milani G, De Martini F (2002) Delayed-choice entanglement swapping with vacuum-one-photon quantum states. *Phys. Rev. A* 66:024309.
- [36] Jennewein T, Aspelmeyer M, Brukner Č, Zeilinger A (2005) Experimental proposal of switched delayed-choice for entanglement swapping. *Int. J. Quant. Info.* 3, 73-79.
- [37] Ma XS, Zotter S, Kofler J, Ursin R, Jennewein T, Brukner Č, Zeilinger A (2012) Experimental delayed-choice entanglement swapping. *Nature Phys* 8:480-485.
- [38] Ionicioiu R, Terno DR (2011) Proposal for a Quantum Delayed-Choice Experiment. *Phys. Rev. Lett.* 107:230406.
- [39] Tang JS *et al.* (2012) Realization of quantum Wheeler's delayed-choice experiment. *Nature Photon* 6:600-604.
- [40] Peruzzo A, Shadbolt PJ, Brunner N, Popescu S, O'Brien JL (2012) A quantum delayed choice experiment. *Science* 338:634-637.
- [41] Kaiser F, Coudreau T, Milman P, Ostrowsky DB, Tanzilli S (2012) Entanglement-enabled delayed choice experiment. *Science* 338:637-640.
- [42] Ma XS, Qarry A, Kofler J, Jennewein T, Zeilinger A (2009) Experimental violation of a Bell inequality with two different degrees of freedom of entangled particle pairs. *Phys. Rev. A* 79:042101.
- [43] Ma XS *et al.* (2007) (Talk, CLEO/Europe-IQEC).
- [44] Ma XS *et al.* (2008) (Talk, AQIS).
- [45] Ma XS (2010) Nonlocal delayed-choice experiments with entangled photons. Ph.D thesis, University of Vienna.
- [46] Ma XS *et al.* (2011) (Talk, APS March Meeting 2011).
- [47] Kwiat PG, *et al.* (1995) New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Phys. Rev. Lett.* 75:4337-4341.
- [48] Grangier P (1986) Etude expérimentale de propriétés non-classique de la lumière; interférences à un seul photon [Experimental study of non-classical properties of light; single-photon interferences]. Ph.D thesis, Institut d'Optique et Université Paris Paris 11 (1986). French
- [49] Ballentine LE (1998) *Quantum Mechanics: A Modern Development* (World Scientific Publishing Company), chap. 9, p. 256.
- [50] Bell JS (2004) *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics* (Cambridge University Press), revised edition edn.
- [51] Jennewein T, Achleitner U, Weihs G, Weinfurter H, Zeilinger A (2000) A fast and compact quantum random number generator. *Rev. Sci. Instrum.* 71:1675-1680.
- [52] Greenberger DM, Yasin A (1988) *Physics Letters A* 128:391-394.
- [53] Englert BG (1996) Fringe Visibility and Which-Way Information: An Inequality. *Phys. Rev. Lett.* 77:2154-2157.
- [54] Ursin R, *et al.* (2007) Free-space distribution of entanglement and single photons over 144 km. *Nature Phys.* 3:481-486.
- [55] Fedrizzi A, *et al.* (2009) High-fidelity transmission of entanglement over a high-loss free-space channel. *Nature Phys* 5:389-392.
- [56] Scheidl T, *et al.* (2010) Violation of local realism with freedom of choice. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 107:19708-19713.
- [57] Salart D, Baas A, Branciard C, Gisin N, Zbinden H (2008) Testing the speed of 'spooky action at a distance'. *Nature* 454:861-864.
- [58] Weihs G, Jennewein T, Simon C, Weinfurter H, Zeilinger A (1998) Violation of Bell's inequality under strict Einstein locality conditions. *Phys. Rev. Lett.* 81:5039-5043.

Раздел SUPPLEMENTARY INFORMATION не переведен.