Ким и др.

## Квантовый ластик и отложенный "выбор" (США, Германия, Россия)

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

# PHYSICAL REVIEW LETTERS

VOLUME 84	
-----------	--

3 JANUARY 2000

NUMBER 1

#### **Delayed "Choice" Quantum Eraser**

Yoon-Ho Kim,\* Rong Yu, Sergei P. Kulik,<sup>†</sup> and Yanhua Shih Department of Physics, University of Maryland, Baltimore County, Baltimore, Maryland 21250

Marlan O. Scully Department of Physics, Texas A&M University, College Station, Texas 77842 and Max-Planck Institut für Quantenoptik, München, Germany (Received 19 January 1999)

> \*Email address: yokim@umbc.edu <sup>†</sup>Permanent address: Department of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia.

---

Описывается эксперимент с квантовым ластиком для "отложенного" выбора типа, предложенного Scully и Drűhl (где "выбор" делается случайно фотоном в светоделителе). Экспериментальные результаты демонстрируют возможность отложенного определения корпускулярного или волнового характера поведения через квантовое запутывание. Информация "which way (который путь)" или "оба пути" о кванте может быть маркирована или стерта его запутанным близнецом даже после регистрации этого кванта.

Дополнительность, возможно, является основным принципом квантовой механики, который проводит различие между миром квантовых явлений и реальностью классической физики. С точки зрения квантовой механики никогда нельзя ожидать измерить одновременно координату и импульс кванта. Это запрещено. Будем говорить, что квантовые наблюдаемые "координата" и "импульс" являются "дополнительными", поскольку точное знание координаты (импульса) влечет, что равновероятны все возможные результаты измерения импульса (координаты). В 1927 году Бор иллюстрировал дополнительность через "волновые" и "корпускулярные" атрибуты квантовомеханического объекта [1]. С тех пор дополнительность часто поверхностно отождествлялась с "корпускулярноволновым дуализмом материи".

В течение многих лет двухщелевой интерференционный эксперимент Юнга приводился как хороший пример дополнительности. Фейнман, обсуждая двухщелевой эксперимент, отмечал, что это корпускулярно-волновое дуалистическое поведение представляет собой главную тайну квантовой механики [2]. Реальные механизмы, которые выделяют дополнительность, варьируются от одной экспериментальной ситуации к другой. В двухщелевом эксперименте общепринятый "здравый смысл" говорит, что соотношение  $\delta x \delta p \ge \frac{\hbar}{2}$ импульсом неопределенности между координатой И делает невозможным определить, через какую щель проходит фотон (или электрон), не

возмущая заметно в то же время интерференционную картину. Однако было показано [3], что при некоторых обстоятельствах это общая интерпретация "соотношения неопределенностей" может быть неприменима. В частности, Scully и Drühl показали, как внутренние атомные состояния могли бы быть использованы в качестве маркеров пути ("which way"). Мы уверены в исчезновении интерференции, когда получается "which way" – информация, см. [4]. Но она [интерференция] может снова появиться, когда мы стираем (с помощью квантового ластика) "which way" – информацию [3]. Интересно отметить, что "квантовый ластик" может быть скомбинирован с "отложенным выбором" [5]. Можно даже стереть или маркировать "which way" – информацию после регистрации кванта и все еще определить его более раннее поведение в качестве волны или частицы [6]. С 1982 года квантовый ластик использовался в ряде экспериментов [7]; однако исходная схема еще полностью не была реализована.



Рисунок 1. Предложенный эксперимент с квантовым ластиком. Пара запутанных фотонов испускается атомом A или B в процессе атомного каскадного распада. "Клики" на детекторах  $D_3$  или  $D_4$  дают "which way" – информацию, а "клики" на детекторах  $D_1$  или  $D_2$  стирают "which way" – информацию. [BS, BSA, BSB – светоделители].

Эксперимент с квантовым стиранием, очень близкий к предложению 1982 года (а также к представленному в данной статье) показан на рис. 1. Атом, помеченный как А или В, возбуждается слабым лазерным импульсом. Пара запутанных квантов – "фотон" 1 и "фотон" 2 – испускаются при этом атомом А или атомом В в процессе атомного каскадного распада. Фотон 1, распространяющийся направо, регистрируется детектором D<sub>0</sub>, который может сканироваться с помощью шагового двигателя вдоль его оси x с целью наблюдения интерференционной картины. Фотон 2, распространяющийся налево, попадает на вход светоделителя. Если эта пара фотонов была сгенерирована атомом А, то фотон 2 через 50% светоделитель BSA попадает либо на детектор D<sub>3</sub>, либо на вход светоделителя BS. Если же эта пара фотонов была сгенерирована атомом B, то фотон 2 через 50% светоделитель BSB попадает либо на детектор D<sub>4</sub>, либо на вход светоделителя BS. Таким образом, фотон 2 с вероятностью 50% попадет на детекторы D<sub>3</sub> или D<sub>4</sub>. Регистрация детекторами D<sub>3</sub> или D<sub>4</sub> означает получение "which way" – информации (для фотона 2 (путь А или путь В), а вследствие его запутанности (благодаря общему процессу рождения в атомном каскаде) – также и для фотона 1. Отражение на BSA или BSB фотона 2 приводит к продолжению его пути А или В и попаданию на другой 50-50 светоделитель BS, после чего он будет детектирован детекторами D<sub>1</sub> или D<sub>2</sub>, показанными на рис.1. Регистрация же фотона 2 детекторами D1 или D2 стирает "which way" – информацию для

фотона 1. Следовательно, отсутствие интерференции или ее регистрация может быть организовано благодаря подходящей схеме коррелирования.

Этот эксперимент разработан таким образом, что L<sub>0</sub> – оптическое расстояние между атомами A, B и детектором  $D_0$  – намного короче, чем  $L_A(L_B)$ , т.е. оптическое расстояние между атомами A, B и светоделителем BSA (BSB), где выбор между which way и обоими путями осуществляется случайно фотоном 2. Таким образом, после того, как фотон 1 попал на D<sub>0</sub>, фотон 2 еще должен быть на пути к BSA выбор между which way и обоими путями "задерживается" (BSB). т.е. относительно детектирования фотона 1. После регистрации фотона 1 мы последовательно смотрим результаты детектирования событий D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, D<sub>3</sub> и D<sub>4</sub> с постоянным временем задержки  $\tau_i = (L_i - L_0) / c$ относительно момента срабатывания D<sub>0</sub>, где L<sub>i</sub> – оптическое расстояние между атомами A, B и детекторами D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, D<sub>3</sub> и D<sub>4</sub> соответственно. Легко видеть, что эти события совместного детектирования" должны происходить для одной и той же фотонной пары. Предсказывается, что совпадающеее детектирование счетчиками R<sub>01</sub> (между  $D_0$  и  $D_1$ ) и  $R_{02}$  должны давать интерференционную картину в зависимости от положения  $D_0$  на его оси x. Это отражает волновую природу (оба пути) фотона 1. Однако при совпадающем детектировании событий счетчиками R<sub>03</sub> и R<sub>04</sub> во время такого же сканирования положения  $D_0$  на его оси *x* должно наблюдаться отсутствие интерференции. Это ожидается, поскольку мы теперь влияем на свойство корпускулярности (which path) фотона 1. Важно подчеркнуть, что все четыре счетчика совпадающих событий R<sub>01</sub>, R<sub>02</sub>, R<sub>03</sub> и R<sub>04</sub> одновременно записываются при сканировании D<sub>0</sub>. Т.е. в этом эксперименте мы "видим" как волну (интерференция), так и частицу с помощью того же самого измерительного устройства.

В отличие от ранних экспериментов с отложенным выбором [8 – 10], выбор в данном эксперименте делается не экспериментатором. Отложенный выбор между волновым и корпускулярным поведением фотона 1 осуществляется "случайно" фотоном 2. Мы просто смотрим, какой из детекторов D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, D<sub>3</sub> и D<sub>4</sub> сработал при попадании фотона 2 с целью установить волновые или корпускулярные свойства фотона 1 [уже] после регистрации фотона 1.



Рисунок 2. Схема реально использованной экспериментальной установки. Пучок лазерной накачки разделяется с помощью двойной щели и образует две области А и В внутри кристалла ВВО. Пара фотонов сигнальный – холостой генерируется или в области А, или в области В. "Отложенный выбор" для наблюдения корпускулярного либо волнового поведения сигнального фотона осуществляется случайным образом с помощью холостого фотона спустя примерно 7.7 нс после детектирования сигнального фотона.

В данной заметке сообщается о реализации вышеописанного типа эксперимента с отложенным выбором и квантовым стиранием. Схематическая диаграмма реальной экспериментальной установки показана на рис. 2. Для приготовления запутанного двухфотонного состояния вместо каскадного атомного использовалась спонтанное параметрическое преобразование с распада понижением частоты (SPDC). Оно представляет собой спонтанный нелинейный оптический процесс, в результате которого генерируется пара фотонов сигнальный – холостой, когда пучок лазерной накачки падает на нелинейный оптический кристалл [11]. В нашем эксперименте лазерный пучок накачки от ионов аргона с длиной волны 351.1 нм разделялся двумя щелями и направлялся на нелинейный оптический кристалл BBO (β-BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>), расположенный в областях А и В. Пара 702.2-нм ортогонально поляризованных (сигнального и холостого) фотонов генерируется в области А или В. Ширина SPDC щели составляет около 0.3 мм. Для расщепления ортогонально поляризованных холостого и сигнального фотонов используется призма Глена – Томсона. Сигнальный фотон (фотон 1, приходящий из A или B) распространяется через линзу к детектору D<sub>0</sub>, который размещен в плоскости Фурье-преобразования (фокальной плоскости, собирающей свет) линзы. Использование линзы предназначается для достижения условия "дальней зоны", тогда как все еще сохраняется короткое расстояние между щелью и детектором  $D_0$ . Детектор  $D_0$  может быть просканирован вдоль его оси x с помощью шагового двигателя. Холостой фотон (фотон 2) посылается в интерферометр с двумя плечами одинаковой оптической длины. Интерферометр содержит призму, два 50-50 светоделителя BSA, BSB, два отражающих зеркала  $M_A$ ,  $M_B$ , а также 50-50 светоделитель BS. Детекторы  $D_1$  и  $D_2$  размещены на двух выходных портах BS соответственно, для стирания which way – информации. Срабатывание детекторов  $D_3$  и  $D_4$  формирует which way – информацию для холостого фотона (фотона 2) и, в свою очередь, формирует which way информацию для сигнального фотона (фотона 1). Детекторами являются быстродействующие туннельные фотодиоды с временем фронта менее 1 нс и временем установления около 100 пс. Используется постоянный дискриминатор отношения для каждого из детекторов, чтобы регистрировать одиночный фотон, когда бы передний фронт выходного импульса детектора ни превысил порог. Записываются совпадения между  $D_0$  и  $D_i$  (*i* = 1, 2, 3, 4), определяя показания счетчиков совпадающего детектирования R<sub>01</sub>, R<sub>02</sub>, R<sub>03</sub> и R<sub>04</sub>.

В эксперименте оптическая задержка (L<sub>A,B</sub> – L<sub>0</sub>) выбрана равной 2.3 м, где L<sub>0</sub> – оптическое расстояние между выходной поверхностью BBO и детектором D<sub>0</sub>, а L<sub>A</sub> (L<sub>B</sub>) – оптическое расстояние между выходной поверхностью и светоделителем BSA (BSB). Это означает, что любая информация (which way или оба пути), которая может повлиять со стороны фотона 2, должна появляться как минимум на 7.7 нс позже, чем зарегистрирован фотон 1. В сравнении с 1 нс (временем отклика детекторов), длина 2.3 м задержки является, таким образом, достаточной для "отложенного стирания". Хотя имеется произвол во времени, когда фотон зарегистрирован, можно уверенно сказать, что выбор фотона 2 задерживается относительно детектирования фотона детектором D<sub>0</sub>, поскольку запутанная пара фотонов рождается одновременно.

На рисунках 3, 4, 5 показаны экспериментальные результаты, они совместимы с предсказанием. На рис. 3, который показывает значения счетчиков совпадающего детектирования R<sub>01</sub> и R<sub>02</sub>, мы выявили стандартную картину интерференции Юнга на двух щелях. Однако имеется фазовый сдвиг π между двумя образцами интерференции, что объясняется ниже.



Рисунок 3.  $R_{01}$  и  $R_{02}$  в зависимости от координаты *x* детектора  $D_0$ . Наблюдаются стандартные образцы интерференции Юнга на двух щелях. Обратим внимание на фазовый сдвиг  $\pi$  между  $R_{01}$  и  $R_{02}$ . Сплошная и пунктирная линии сглаживают данные, основанные на уравнении (6).

На рис. 4 построены для сравнения сумма  $R_{01}$  и  $R_{02}$  и значения одиночного счетчика для детектора  $D_0$ .



Рисунок 4. Показана сумма R<sub>01</sub>+R<sub>02</sub>. Сплошная линия изображает функцию sinc из уравнения (6). Значения счетчика одиночного детектора D<sub>0</sub> остаются постоянными в диапазоне сканирования.

На рис. 5 показаны типичные показания счетчика  $R_{03}$  ( $R_{04}$ ) совпадающего детектирования между  $D_0$  и which way детектора  $D_3$  ( $D_4$ ). Явно наблюдается отсутствие интерференции. Интересно видеть, что сумма  $R_{01}$  и  $R_{02}$  очень близка к  $R_{03}$  ( $R_{04}$ ), см. рис. 4; однако она сильно отличается от этой же величины для одиночного счетчика  $D_0$ .



Рисунок 5. Показан R<sub>03</sub>. Явно наблюдается отсутствие интерференции. Сплошная линия показывает функцию sinc, даваемую уравнением (6).

Для объяснения экспериментальных результатов ниже представлено стандартное квантовомеханическое вычисление. Показания счетчиков совпадающего R<sub>0j</sub> между детектором D<sub>0</sub> и D<sub>j</sub> на интервале T, как указано Глаубером в [12], равны

$$R_{0j} \propto \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^T dT_0 dT_j \langle \Psi | E_0^{(-)} E_j^{(-)} E_j^{(+)} E_0^{(+)} | \Psi \rangle$$
  
=  $\frac{1}{T} \int_0^T \int_0^T dT_0 dT_j | \langle 0 | E_j^{(+)} E_0^{(+)} | \Psi \rangle |^2,$  (1)

где  $T_0$  – время детектирования  $D_0$ ,  $T_j$  – время детектирования  $D_j$  (j = 1, 2, 3, 4) соответственно, а  $E_{0,j}^{(\pm)}$  – положительные и отрицательные частотные компоненты операторов поля для детекторов  $D_0$  и  $D_j$ , соответственно.  $|\Psi\rangle$  есть запутанное состояние SPDC,

$$|\Psi\rangle = \sum_{s,i} C(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) a_s^{\dagger} [\omega(\mathbf{k}_s)] a_i^{\dagger} [\omega(\mathbf{k}_i)] |0\rangle, \quad (2)$$

где

$$C(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) = \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p)\delta(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p)$$

для SPDC, в которой  $\omega_j$  и  $\mathbf{k}_j$  (j = s, i, p) представляют частоты и волновые векторы сигнально (s), холостого (i) фотона и фотона накачки (p), соответственно;  $\omega_p$  и  $\mathbf{k}_p$  могут рассматриваться как константы поскольку накачка является одиночной лазерной модой. В уравнении (2)  $a_s^{\dagger}$  и  $a_i^{\dagger}$  - операторы рождения сигнального и холостого фотонов, соответственно. В случае двух рассеиваемых атомов, см. [3], и в случае каскадного излучения, см. [13],  $C(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)$  имеет сходную структуру, но без импульсной дельта-функции.  $\delta$  функции в уравнении (2) являются результатом аппроксимации, предполагающей бесконечный SPDC- кристалл и бесконечное время взаимодействие. Введем теперь двумерную функцию  $\Psi(t_0, t_j)$  в уравнение (1),

$$\Psi(t_0, t_j) \equiv \langle 0|E_j^{(+)}E_0^{(+)}|\Psi\rangle.$$
(3)

Здесь  $\Psi(t_0, t_j)$  - счетчик амплитуды совместной вероятности (кратко – "волновая функция"), где  $t_0 \equiv T_0 - L_0/c$ ,  $t_j \equiv T_j - L_j/c$ , а  $L_0(L_j)$  - оптическое расстояние между выходной точкой ВВО-кристалла и  $D_0(D_j)$ . Четыре двухфотонные волновые функции  $\Psi(t_0, t_j)$ , соответствующие четырем различным детектирующим измерениям, имеют следующий различный вид:

$$\Psi(t_0, t_1) = A(t_0, t_1^A) + A(t_0, t_1^B),$$

$$\Psi(t_0, t_2) = A(t_0, t_2^A) - A(t_0, t_2^B),$$

$$\Psi(t_0, t_3) = A(t_0, t_3^A), \quad \Psi(t_0, t_4) = A(t_0, t_4^B),$$
(5)

где как на рис. 1 верхний индекс при *t* (А или В) помечает рассеивающий кристалл (области А и В), а нижний индекс указывает на номер детектора. Различные знаки у двух амплитуд  $\Psi(t_0, t_1)$  и  $\Psi(t_0, t_2)$  обусловлены прохождением-отражением пучка в светоделителе BS; см. рис. 1 и 2.

Легко показать, что две амплитуды [14] в  $\Psi(t_0, t_1)$  и  $\Psi(t_0, t_2)$  неразличимы, так что в обоих счетчиках совпадений R<sub>01</sub> и R<sub>02</sub> ожидается интерференция, однако со сдвигом по фазе  $\pi$ . Если учесть, что "щели" А и В обе имеют конечный размер, то мы получим стандартную картину интерференции-дифракции для R<sub>01</sub> и R<sub>02</sub>:

$$R_{01} \propto \operatorname{sinc}^{2}(x \pi a / \lambda f) \cos^{2}(x \pi d / \lambda f),$$
  

$$R_{02} \propto \operatorname{sinc}^{2}(x \pi a / \lambda f) \sin^{2}(x \pi d / \lambda f),$$
(6)

где *а* – ширина щелей A и B (одинаковая), *d* - расстояние между центрами щелей A и B,  $\lambda = \lambda_s = \lambda_i$  - длина волны сигнального и холостого фотона, *f* – фокальная длина волны линзы. Мы также используем приближение "дальней зоны" поля. Наконец, после учета конечного размера детекторов и дивергенции лазерного пучка была определена видность интерференции, достаточная для согласия с наблюдениями.

Для счетчиков совпадающего детектирования R<sub>03</sub> и R<sub>04</sub> волновая функция в уравнении (5) (которая, очевидно, обеспечивает which way информацию) имеет лишь одну амплитуду, интерференции не ожидается.

В заключение укажем, что авторы осуществили эксперимент с отложенным выбором и квантовым ластиком типа, предложенного в [3]. Экспериментальные результаты демонстрируют возможность определить корпускулярное или волновое поведение фотона благодаря квантовому запутыванию. Информация "which way" или "оба пути" может быть стерта или маркирована его запутанным "близнецом" даже позже того, как исходный фотон был зарегистрирован.

### Благодарности

This work was supported, in part, by The U.S. Office of Naval Research, The Army Research Office, The National Security Agency, The National Science Foundation, and

The Welch Foundation. M. O. S. wishes to thank R. Haden for stimulating discussions and for his interest in this problem.

# Ссылки

[1] N. Bohr, Naturwissenschaften **16**, 245 (1928).

[2] R. Feynman *et al., The Feynman Lectures on Physics* (Addison Wesley, Reading, 1965), Vol. III.

[3] M. O. Scully and K. Drühl, Phys. Rev. A 25, 2208 (1982).

[4] U. Eichmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2359 (1993); P. Bogár and J. A. Bergou, Phys. Rev. A **53**, 49 (1996); S. Dürr, T. Nonn, and G. Rempe, Nature (London) **395**, 33 (1998).

[5] See Wheeler's "Law without law," in *Quantum Theory and Measurement,* edited by J. A. Wheeler and W. H. Zurek (Princeton University Press, Princeton, NJ, 1983).

[6] U. Mohrhoff, Am. J. Phys. **64**, 1468 (1996); B.-G. Englert, M. O. Scully, and H. Walther, Am. J. Phys. **67**, 325 (1999); U. Mohrhoff, Am. J. Phys. **67**, 330 (1999).

[7] A. G. Zajonc *et al.*, Nature (London) **353**, 507 (1991); P. G. Kwiat *et al.*, Phys. Rev. A **45**, 7729 (1992); T. J. Herzog *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3034 (1995); T. B. Pittman *et al.*, *ibid.* **77**, 1917 (1996).

[8] T. Hellmuth *et al.*, Phys. Rev. A **35**, 2532 (1987); C. O. Alley, O. G. Jakubowicz, and W. C. Wickes, in *Proceedings of the 2nd International Symposium on Foundations of Quantum Mechanics, Tokyo 1986,* edited by M. Namiki *et al.* (Physical Society of Japan, Tokyo, 1987).

[9] J. Baldzuhn, E. Mohler, and W. Martienssen, Z. Phys. B **77**, 347 (1989); J. Baldzuhn and W. Martienssen, *ibid.* **82**, 309 (1991).

[10] B. J. Lawson-Daku *et al.,* Phys. Rev. A **54**, 5042 (1996).

[11] D. N. Klyshko, *Photon and Nonlinear Optics* (Gordon and Breach Science, New York, 1988); A. Yariv, *Quantum Electronics* (John Wiley and Sons, New York, 1989). [12] R. J. Glauber, Phys. Rev. **130**, 2529 (1963); **131**, 2766 (1963)

[12] R. J. Glauber, Phys. Rev. **130**, 2529 (1963); **131**, 2766 (1963).

[13] See, for example, M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 1997).

[14] M. H. Rubin *et al.*, Phys. Rev. A **50**, 5122 (1994).