

Экспериментальное опровержение “нелокального реализма” в квантовой механике

Обзор (составитель и переводчик М.Х.Шульман)

Аннотация

По материалам недавних публикаций приводится краткое описание концепции “нелокального реализма” в квантовых опытах, результаты двух таких экспериментов и полученные на их основе выводы.

Введение

Настоящий обзор является компиляцией, составленной на основании публикаций [1], [2], [3]. Как отмечено в [3], концепция “нелокального реализма” была введена для характеристики теорий, претендующих на объяснение квантового запутывания и при этом, в отличие от концепции “локального реализма” Д. Белла, допускающих одновременно нелокальное влияние и реализм. Реализм – это точка зрения, согласно которой результаты наблюдений являются следствием предсуществующих свойств физических систем. Термин “нелокальное влияние” обозначает ситуацию, при которой в двух пространственно разделенных областях происходят коррелированные события. Можно определить в качестве нелокальных реалистических теорий такие, в которых выполняется так называемое неравенство Легетта, в то время как квантовая механика (КМ) их нарушает так же, как она нарушает неравенство Белла.

Нелокальные реалистические теории, удовлетворяющие неравенству Легетта, характеризуются нижеследующим. Некоторый источник эмитирует пары фотонов в максимально запутанном состоянии, и предполагается, что одиночные фотоны в паре обладают точно определенной поляризацией. Один из фотонов с вектором поляризации \mathbf{u} посылается в лабораторию Алисы и измеряется лучерасщепляющим поляризационным устройством с углом \mathbf{a} , а другой фотон с вектором поляризации \mathbf{v} посылается в лабораторию Боба и измеряется лучерасщепляющим поляризационным устройством с углом \mathbf{b} . Измерения поляризации дают результат $+1$ либо -1 в зависимости от того, проходит ли фотон через анализатор или отражается (не проходит).

Результаты локального измерения поляризации А предопределены вектором поляризации \mathbf{u} , дополнительным набором скрытых переменных λ , характеризующих источник. Результаты локального измерения поляризации В предопределены векторами поляризации \mathbf{u} и \mathbf{v} , дополнительным набором скрытых переменных λ , установками \mathbf{a} and \mathbf{b} , и возможной некоторой нелокальной зависимостью результатов Боба от результатов Алисы.

Решающим пунктом в нелокальных моделях Легетта является существование субансамблей с определенной поляризацией до проведения измерения, описываемое распределением вероятности $\rho_{\mathbf{u},\mathbf{v}}(\lambda)$. Далее, из условия невозможности обмена сигналами следует, что локальные усреднения, выполненные по субансамблям с определенной (хотя и случайной) поляризацией \mathbf{u} и \mathbf{v} , дают закон Малюса, т.е. :

$$\bar{A}(\mathbf{u}) = \int A(\mathbf{a}, \mathbf{u}, \lambda) \rho_{\mathbf{u}, \mathbf{v}}(\lambda) d\lambda = \mathbf{u} \cdot \mathbf{a}$$

$$\bar{B}(\mathbf{v}) = \int B(\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{u}, \mathbf{v}, \lambda) \rho_{\mathbf{u}, \mathbf{v}}(\lambda) d\lambda = \mathbf{v} \cdot \mathbf{b}$$

Все нелокальные зависимости отнесены к стороне Боба, т.е. ко второму уравнению: его измерительное устройство получает информацию о настройках \mathbf{a} устройства Алисы и о векторе поляризации ее фотона \mathbf{u} . Теории, соответствующие такому описанию, удовлетворяют неравенству Легетта, при этом в них нарушается неравенство Белла в той же мере, что и в КМ. Оба неравенства проверяются подсчетом числа совпадений результатов для измерений (A, B) с различными настройками.

Индивидуальные исходы B нелокально зависят от исходов A

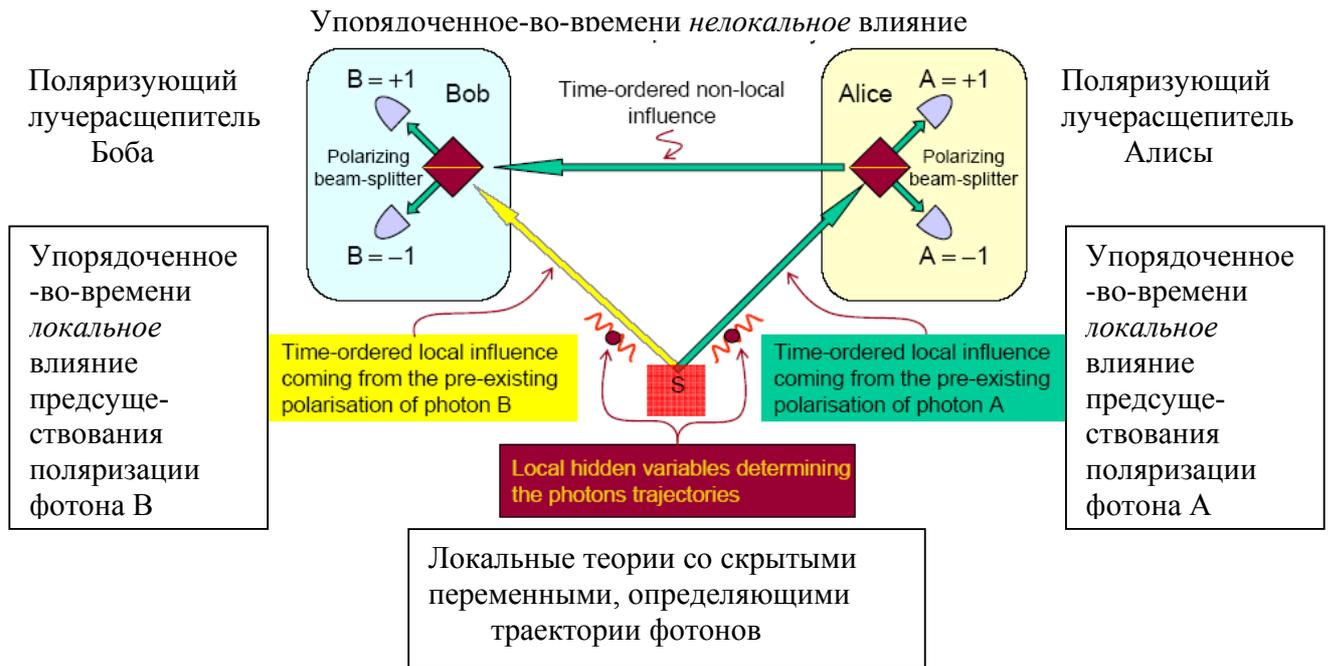


Рисунок 1: Неравенство Легетта является характеристикой причинных цепочек, образующих упорядоченное-во-времени нелокальное и локальное влияние. Рисунок показывает (голубая – зеленая, против часовой стрелки) причинную цепочку, отвечающую возможному выбору: индивидуальные исходы B нелокально зависят от предсуществования результатов A , а те локально зависят от поляризации фотона A , покидающего источник. Такая же причинная цепочка (не показана на рисунке) может быть изображена (желтая, по часовой стрелке) для альтернативного случая индивидуальных исходов A , нелокально зависящих от исходов B .

Эксперимент швейцарско-сингапурской группы

В этом разделе воспроизводится сокращенное описание эксперимента, выполненного физиками из Швейцарии и Сингапура [1]. Авторы приходят к такой форме неравенства Легетта, используемой для проверки в этом эксперименте:

$$\begin{aligned} & |E_1^N(\vec{a}_1, \varphi) + E_1^N(\vec{a}_1, 0)| + |E_2^N(\vec{a}_2, \varphi) + E_2^N(\vec{a}_2, 0)| \\ & \equiv L_N(\vec{a}_1, \vec{a}_2, \varphi) \leq 4 - 2u_N \left| \sin \frac{\varphi}{2} \right| \end{aligned}$$

Здесь E – коэффициенты корреляции для пары “настройка анализатора – угол φ между поляризацией двух анализаторов”, N – число проверяемых комбинаций настроек, параметр u_N определен соотношением

$$u_N = \frac{1}{N} \cot \frac{\pi}{2N}.$$

При $N = 1$ данное неравенство нарушаться не может, поскольку $u_1 = 0$. Однако уже при $N = 2$ КМ нарушает это неравенство, что открывает возможность для проверки модели Легетта без дополнительных предположений. При $N \rightarrow \infty$ получаем $u_N \rightarrow 2/\pi$. Подходящий диапазон разностных углов φ для проверки нарушений неравенства может быть определен с помощью рис. 1. Наибольшее нарушение в случае идеального синглетного состояния будет достигаться при $|\sin(\varphi/2)| = u_N/4$, т.е. при $\varphi = 14.4^\circ$ для $N = 2$, φ увеличивается с ростом N до величины 18.3° при $N \rightarrow \infty$.

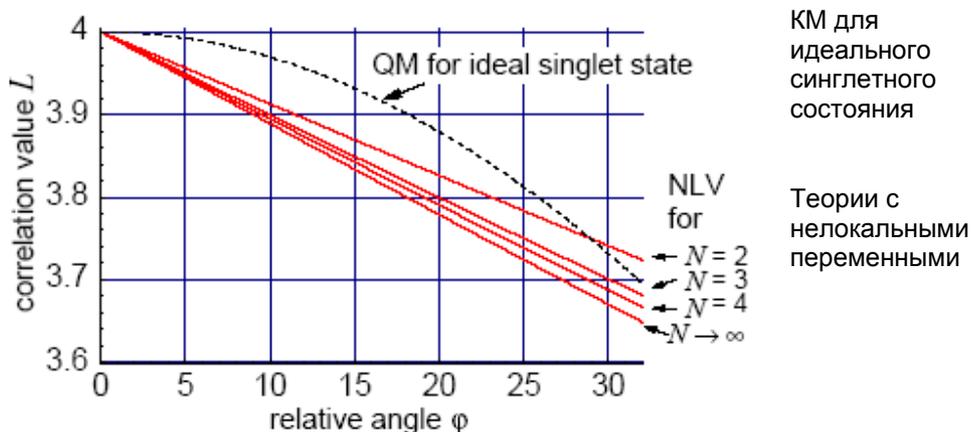


Рисунок 1: Зависимость комбинированных параметров корреляции $L(\varphi)$ в функции разностного угла φ для предсказаний КМ применительно к чистому синглетному состоянию и границы для моделей с нелокальными переменными в предположении усреднения при различном числе используемых направлений N .

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.

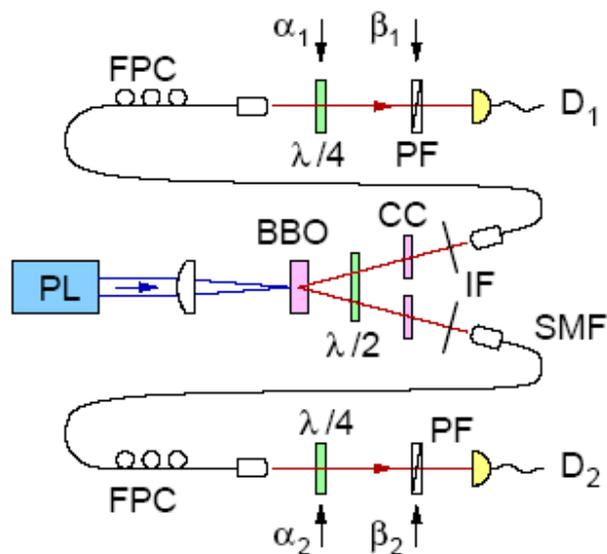


Рисунок 2: Экспериментальная установка.

Поляризационно-запутанные пары фотонов генерируются в кристалле бариум-бета-бората (BBO) в процессе параметрического понижения частоты света из Ar-лазерного ионного насоса (PL). После компенсации утекающей волны (walk-off compensation) ($\lambda/2$, CC), свет пониженной частоты собирается за интерференционными фильтрами (IF) в компенсированных двойным лучепреломлением (FPC) одиночно-модными оптическими волокнами (SMF). Поляризационные измерения осуществляются с помощью комбинации четвертьволновой пластинки ($\lambda/4$) и поляризационных фильтров (PF) в плоскости детекторов – счетчиков фотонов D1,2. Базис измерения для каждого плеча (1,2) выбирается путем поворота волновой пластинки и поляризационного фильтра на углы $\alpha_{1,2}$, $\beta_{1,2}$ соответственно.

Были использованы две ортогональные плоскости на сфере Пуанкаре, включающие все линейные поляризации в одной из них, а также линейные поляризации в плоскости горизонталь-вертикаль (H/V) и круговые поляризации в другой. Таким образом мы стремились использовать преимущества наилучших поляризационных корреляций в 'естественном' базисе горизонтальная-вертикальная оси кристалла, понижающего частоту.

Полученные значения L , отвечающие неравенствам для $N = 2, 3$ и 4 , показаны на рис. 3, там же изображены границы и математические ожидания, даваемые КМ для чистого синглетного состояния. Соответствующие стандартные отклонения для этих результатов были найдены на основе стандартного распределения Пуассона и значений независимых отклонений для результирующих настроек. При $N = 2$ уже видно очевидное нарушение границы для модели с нелокальными переменными (NLV); наибольшее нарушение получено при $N = 4$, оно превышает границу NLV на 17 стандартных отклонений. Как и ожидалось, экспериментально определенное нарушение растет с увеличением N . Избранные комбинации (N, ϕ) , при которых нарушаются границы моделей, представлены в табл. 1.

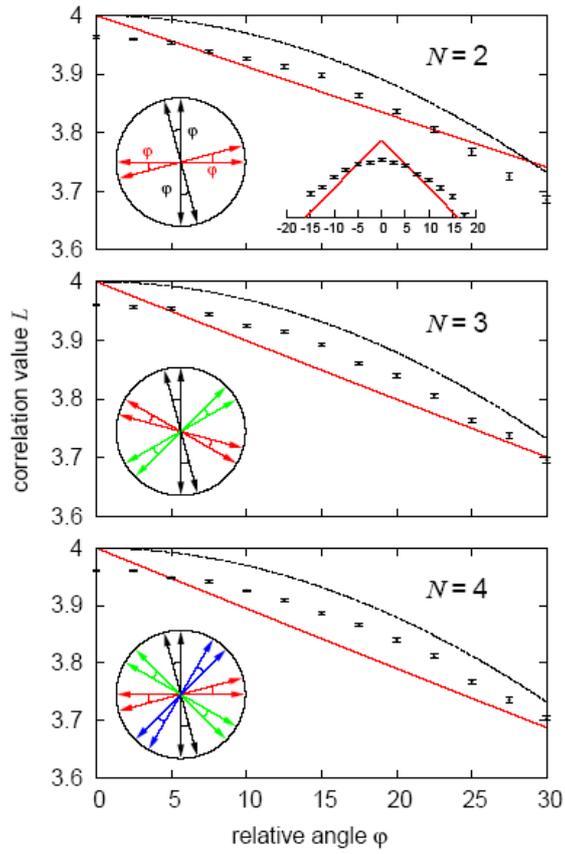


Рисунок 3: Экспериментальные результаты для наблюдавшихся параметров корреляции L_N (точки), предсказание КМ для чистого синглетного состояния (пунктирные кривые) и границы NLV-моделей (практически прямые линии). Во всех случаях экспериментальные значения превышают NLV-границы для соответствующих значений разностного угла φ .

N	φ	L_{NLV}	$L_{exp} \pm \sigma$	$L_{exp} - L_{NLV}$
2	12.5°	3.8911	3.9127 ± 0.0033	6.45σ
2	15°	3.8695	3.8970 ± 0.0036	7.59σ
2	17.5°	3.8479	3.8638 ± 0.0042	3.83σ
3	12.5°	3.8743	3.9140 ± 0.0027	14.77σ
3	15°	3.8493	3.8930 ± 0.0030	14.58σ
3	17.5°	3.8243	3.8608 ± 0.0034	10.67σ
3	20°	3.7995	3.8400 ± 0.0036	11.15σ
4	12.5°	3.8686	3.9091 ± 0.0024	17.01σ
4	15°	3.8424	3.8870 ± 0.0026	16.84σ
4	17.5°	3.8164	3.8656 ± 0.0029	17.11σ

Таблица I: Избранные значения L , нарушающие границы NLV-моделей L_{NLV} при различных значениях N .

Эксперимент австрийско-польской группы

В этом разделе воспроизводится сокращенное описание эксперимента, выполненного физиками из Австрии и Польше [2]. Здесь речь идет об измерении поляризации пар фотонов, причем и Алиса, и Боб выполняют измерения над одним (“своим”) фотоном пары. Важная идея авторов состоит в том, что с целью избежать использования допущения о вращательной симметрии они заменяют в исходном неравенстве Легетта усредненные корреляционные величины конечной суммой неусредненных корреляционных функций. В результате они приходят к такой форме неравенства, подлежащего проверке:

$$S \equiv |E_{11} + E_{22} + E_{15} + E_{26}| + |E_{23} + E_{34} + E_{26} + E_{37}| \leq 8 - 2 \left| \sin \frac{\varphi_{max}}{2} \right| = 7.746$$

где $\varphi_{max} \approx 14.6^\circ$ (предсказание КМ для двухчастичного синглетного состояния составляет 7.871). При этом Алиса использует следующие базовые настройки:

$$\vec{a}_1 = (1, 0, 0), \quad \vec{a}_2 = (0, 1, 0), \quad \vec{a}_3 = (0, 0, 1)$$

тогда как настройки Боба таковы:

$$\begin{aligned} \vec{b}_1 &= (\cos \varphi_{max}, \sin \varphi_{max}, 0), & \vec{b}_2 &= (-\sin \varphi_{max}, \cos \varphi_{max}, 0), \\ \vec{b}_3 &= (0, \cos \varphi_{max}, -\sin \varphi_{max}), & \vec{b}_4 &= (0, \sin \varphi_{max}, \cos \varphi_{max}), \\ \vec{b}_5 &= \vec{a}_1 = (1, 0, 0), & \vec{b}_6 &= \vec{a}_2 = (0, 1, 0), & \vec{b}_7 &= \vec{a}_3 = (0, 0, 1) \end{aligned}$$

Соответствующие векторы изображены на сфере Пуанкаре (Рис. 4)

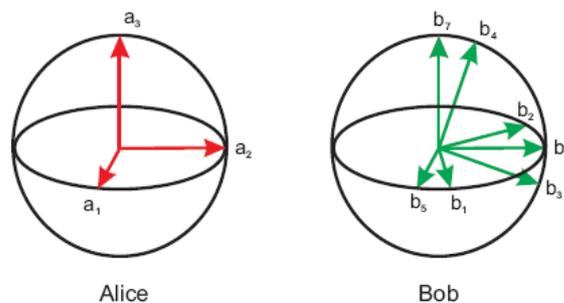


Рисунок 4: Векторы на сфере Пуанкаре, соответствующие настройкам измерений Алисы и Боба при максимальном нарушении неравенства.

Схема экспериментальной установки – источника запутанных фотонов – приведена на рис. 5. Был использован высоко эффективный и качественный источник пар, основанный на параметрическом понижении частоты в периодически поляризуемом кристалле KTiOPO_4 (РПКТР) в поляризационном интерферометре Sagnac. 405нм-диодный лазер сфокусирован на РПКТР внутри поляризационного контура, содержащего поляризующий лучерасщепитель (Pbs) двойной волны, полуволновую пластину двойной волны ($\text{Hwp}2$) и два лазерных отражателя. В кристалле создаются ортогонально поляризованные пары фотонов (1 и 2). В Pbs эти пары фотонов когерентно складываются, горизонтально поляризованные фотоны

проходят дальше, а вертикально поляризованные – отражаются, так что результирующее двухфотонное состояние (3 и 4) оказывается поляризационно запутанным. Состояния поляризации фотонов анализируются и измеряются с помощью комбинации четверть-волновой пластины (Qwp), поляризатора (Pol) и кремниевого лавинного фотодиода (APD).

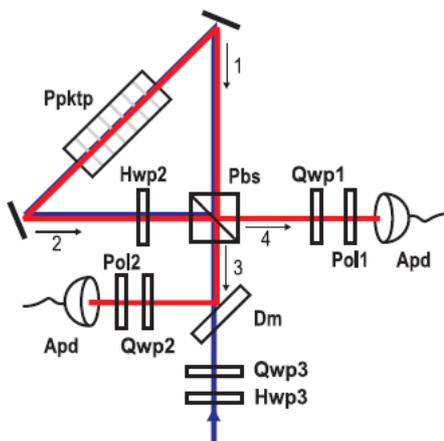


Рисунок 5: Схема источника запутанных фотонов.

Измерялись значения математического ожидания для проверки исходного неравенства при использовании вышеописанных оптимальных настроек. Результирующее значение S в левой стороне неравенства сравнивалось с граничным значением 7.746, действительным для обобщенного класса нелокальных реалистических моделей. Итоги приведены в табл. II. Погрешность анализа вычислялась с учетом распределения Пуассона и известной погрешности определения измерительных настроек четверть-волновой пластины и анализаторов. В итоге установлено нарушение неравенства (т.е. разница между измеренным значением S и теоретической границей) не менее чем на 80 стандартных отклонений.

	E_{theory}	$E_{experiment}$	σ_E
E_{11}	-0.9677	-0.9749	0.0005
E_{22}	-0.9677	-0.9733	0.0005
E_{15}	-1	-0.9947	0.0002
E_{26}	-1	-0.9925	0.0003
E_{23}	-0.9677	-0.9601	0.0007
E_{34}	-0.9677	-0.9662	0.0006
E_{37}	-1	-0.9970	0.0002
	S_{theory}	$S_{experiment}$	σ_S
	7.8708	7.8511	0.0013

Таблица II: Измеренные значения E_{ij} математического ожидания и результирующее значение S (левая часть неравенства) в сравнении с идеальными значениями, предсказываемыми КМ, E_{theory} и S_{theory} . Расхождение между теорией и экспериментом объясняется за счет усреднения при усреднении запутанных состояний ($99.47 \pm 0.01\%$) и погрешности определения измерительных направлений

примерно $\pm 0.5^\circ$. Стандартные отклонения σ_E и σ_S представляют собой релевантные погрешности при вычислении нарушения неравенства с учетом распределения Пуассона и известной погрешности определения измерительных настроек четверть-волновой пластины и анализаторов.

Заключение

Таким образом, эксперименты показывают нарушение неравенств Легетта и Белла и соответствие с предсказаниями КМ.

В [1] отмечается, что квантовые корреляции теперь могут быть объяснены лишь на основе обмена информацией. Следовательно, в качестве альтернативы квантовой физике можно было бы предположить, что источник генерирует независимые частицы, которые после этого обмениваются некоторой информацией. Разумеется, этот обмен должен происходить со сверхсветовой скоростью, так что такая модель должна подразумевать систему отсчета, в которой распространяется соответствующий сигнал: она может быть выделенной ("квантовый эфир"), в этом случае даже обмен информацией не является логически противоречивым; либо эта система отсчета определяется измерительным устройством, в таком случае модель базируется на квантовом предсказании, когда данные устройства движутся одно относительно другого.

Наконец, в [3] делается следующий вывод. В опытах по проверке неравенства Легетта на самом деле проверяется не временной реализм, а упорядоченная-во-времени нелокальность. Эксперименты описанного типа, предпринятые для проверки модели Легетта, исключают теории, предполагающие упорядоченное-во-времени нелокальное влияние.

Библиография

- [1] Branciard C., Ling A., Gisin N., Kurtsiefer Ch., Lamas-Linares A., Scarani V., Experimental Falsification of Leggetts Non-Local Variable Model. arXiv:0708.0584v1 [quant-ph] (2007).
- [2] Paterek T., Fedrizzi A., Groblacher S., Jennewein Th., Zukowski M., Aspelmeyer M., Zeilinger A., Experimental test of non-local realistic theories without the rotational symmetry assumption. arXiv:0708.0813v1 [quant-ph] (2007).
- [3] Suarez A., Time and nonlocal realism: Consequences of the before-before experiment. arXiv: 0708.1997v1 [quant-ph] (2007).