

О неопределенности фазы фоковских состояний и «нелокальном реализме»

А. В. Белинский

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра математического моделирования и информатики; кафедра физики Земли.*

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: belinsky@physics.msu.ru; belinsky@inbox.ru

Статья поступила 14.04.2016, подписана в печать 22.06.2016.

На основании исследования эффектов подавления взаимной корреляции фотонов на светоделителе и приготовления сжатых состояний предлагается экспериментальное доказательство отсутствия определенного значения фазы и разности фаз у фотонов в фоковских состояниях. Показано, что это заключение выявляет внутреннюю противоречивость интерпретации квантовой механики на основании нелокальной теории скрытых параметров, откуда следует неадекватность последней.

Ключевые слова: квантовая неопределенность, запутанность, нелокальность, копенгагенская интерпретация, скрытые параметры.

УДК: 530.145.1. PACS: 03.65.Ud, 42.65.Lm.

Введение

Множество квантовых эффектов, не имеющих классических аналогов, парадоксальны и не могут быть истолкованы с точки зрения макроскопического «здорового смысла». Последний обычно берут в кавычки, чтобы показать его несоответствие существенно неклассическим явлениям. Исследователи его называют также «локальным реализмом». Локальным — потому, что при этом используются модели, связанные обычными наблюдаемыми нами в макромире пространственно-временными ограничениями. Реализмом — потому, что считается, что, как и в классической физике, измеряемые в экспериментах физические величины имеют вполне определенные значения до момента измерения.

Первые сомнения в адекватности «локального реализма» породили уже эффекты интерференции одиночных фотонов в двухщелевом интерферометре Юнга [1] и двулучевых интерферометрах Майкельсона и Маха–Цендера (см., напр., [2,3] и цитируемую там литературу). В этих экспериментах неделимый квант присутствует одновременно в двух каналах и интерферирует сам с собой, причем до момента регистрации конкретное его месторасположение не определено.

Далее, эффект трехлучевой интерференции [4] доказывает отсутствие определенного числа фотонов в электромагнитном поле априорно, т.е. до измерения их количества. А эксперименты по проверке неравенств Белла [5], формализовавшего парадокс Эйнштейна–Подольского–Розена [6] (в том числе и самые последние [7, 8]), надежно опровергли локальную теорию скрытых параметров, хотя и со времен первых тестов [9–11] была очевидна ее совершенная неадекватность (см. также [3, 12, 13]). Гипотеза локальности в данном случае предполагает то, что два наблюдателя, регистрирующие пару

коррелированных частиц — каждый свою, никак не связаны между собой и показания измерительных приборов одного абсолютно не влияют на показания другого (см., напр., [14, 15]). Но справедливость этого допущения, в рамках экспериментов по тестированию теоремы Белла, доказать невозможно.

Итак, единственной «зацепкой» сторонников «реализма», а фактически и сведения квантовой теории к обыкновенной классической статистической физике, осталось привлечение нелокальности как неизвестного, таинственной природы взаимодействия, на которое не распространяются ни пространственные, ни временные (в пределах светового конуса) ограничения. И казалось бы, аргумент в пользу таких воззрений — уже доказанное экспериментально явление квантовой нелокальности, причем не только для пары или более запутанных частиц, но и для одиночного фотона [16–18].

Кроме того, результат любого эксперимента с квантовыми системами можно просчитать на компьютере, разумеется, в вероятностном смысле. А компьютер оперирует с конкретными значениями измеряемых величин, полностью определенных до момента измерения (как в классической статистической физике). Поэтому абсолютно строго опровергнуть «нелокальный реализм», или, что то же самое, нелокальную теорию скрытых параметров, в принципе невозможно.

С другой стороны, любой физик, занимающийся конкретными квантовыми расчетами на основании своего опыта и проистекающей из него интуиции, никогда в «нелокальный реализм» не поверит. Поэтому для его опровержения исследователи пошли по пути разработки новых экспериментальных схем, которые бы все более увеличивали абсурдность моделей, построенных на основании различных видов нелокальных теорий скрытых параметров. Ведь

как, например, можно было бы объяснить эффекты двулучевой интерференции с учетом экспериментов по проверке «отложенного выбора» или трехлучевой интерференции [4] в рамках «нелокального реализма»? Только нелокальным «перескакиванием» фотонов между разделенными друг от друга оптическими каналами, причем даже сквозь непрозрачные стенки [19].

Значительным шагом на пути тестирования «нелокального реализма» явились работы [20–27]. В них предложены объективные критерии (в виде математических неравенств), позволяющие, в частности, опровергнуть один из видов нелокальных теорий, допускающих нелокальную связь измерительных устройств, осуществляющих регистрацию пары квантовых частиц в запутанном по поляризации состоянии. Соответствующий эксперимент, проведенный группой А. Цайлингера [23], опроверг такого типа «нелокальный реализм», правда, с допущением о том, что соблюдается закон Малюса. Но сомневаться в справедливости последнего значит еще более увеличивать степень абсурдности нелокально-реалистической интерпретации.

Тем не менее более сильный вид нелокальности, а именно нелокальную связь не измерительных устройств, а результатов измерений удаленных друг от друга регистраторов, таким способом опровергнуть невозможно. Однако увеличить степень абсурдности «нелокального реализма», как представляется, может предлагаемый далее эксперимент.

1. О неопределенности фазы фотонов в фоковских состояниях

Хорошо известно, что в силу принципа неопределенностей Гейзенберга у фоковских состояний с определенным числом фотонов фаза (в том числе ее косинус и синус, являющиеся измеряемыми наблюдаемыми, описываемые эрмитовыми операторами) полностью неопределенна, т. е. находится в суперпозиции всех возможных ее значений от 0 до 2π (см., напр., [4, 13] и цитируемую там литературу). Как этот непреложный факт может трактовать нелокальная теория скрытых параметров? Только утверждением того, что фаза у фотона в состоянии, например, $|1\rangle$ все же есть, но она нелокальным образом «приспосабливается» к конкретной экспериментальной ситуации, как бы заранее «зная» всю последующую историю преобразования и измерения фотона. Так можно объяснить не только нарушение неравенств Белла, но и всевозможные интерференционные квантовые эффекты. Попробуем опровергнуть эти представления, проанализировав эффекты подавления корреляции фотоотсчетов [28] и приготовления сжатых состояний при параметрическом рассеянии света (см., напр., [29]).

Эффект подавления корреляции фотоотсчетов — удивительный и до конца не понятный в смысле его интерпретации феномен, демонстрирующий спе-

цифику квантовой теории. Он состоит в следующем. Если на один из входов 50%-го светоделителя подать одиночный фотон, то с вероятностью $1/2$ он окажется на одном из выходов, проявляя тем самым типично корпускулярные свойства. Но что если на каждый из входов светоделителя подать по фотону одновременно? Казалось бы, с вероятностями $1/4$ должны появиться по два фотона на одном из выходов, либо с вероятностью $1/2$ по одному из фотонов на каждом выходе. На самом деле все не так: вероятность второго события оказывается равной нулю, а фотоны на выходах появляются только парами. Как в этом убедиться? В эксперименте [28] сигналы с двух детекторов, установленных на выходах светоделителя и работающих в режиме одиночных фотоотсчетов, направлялись на схему совпадений (рисунок, слева). С точностью до технических шумов сигнал с последней оказывался нулевым.

Теоретически этот результат можно описать в представлении как Гейзенберга, так и Шрёдингера. В первом вводятся операторы уничтожения фотона, описывающие две входные плоские монохроматические моды, $\hat{a}$ и $\hat{b}$. Операторы выходных мод в этом случае равны $\hat{c} = (\hat{a} + \hat{b})/\sqrt{2}$ и $\hat{d} = (\hat{a} - \hat{b})/\sqrt{2}$. Далее найдем операторы чисел фотонов $\hat{n}_c = \hat{c}^\dagger \hat{c}$ и $\hat{n}_d = \hat{d}^\dagger \hat{d}$, а затем их корреляционную функцию $\langle \hat{n}_c \hat{n}_d \rangle$, усреднив по исходному состоянию $|1\rangle_a |1\rangle_b$. В результате получится ${}_a \langle 1 | {}_b \langle 1 | \hat{c}^\dagger \hat{c} \hat{d}^\dagger \hat{d} | 1 \rangle_b | 1 \rangle_a = 0$.

В представлении Шрёдингера надо ввести матрицу светоделителя

$$B = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tau & -\rho \\ \rho & \tau \end{pmatrix},$$

где ρ и τ — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания светоделителя соответственно, в нашем случае равные $1/\sqrt{2}$.

Преобразование фоковских состояний $|n_1\rangle$, $|n_2\rangle$ на входах описывается действием оператора светоделителя [30]:

$$\hat{B}|n_1, n_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{n_1 n_2}} \sum_{k_1, k_2}^{n_1, n_2} C_{k_1}^{n_1} C_{k_2}^{n_2} B_{11}^{k_1} B_{12}^{k_2} B_{21}^{n_1 - k_1} B_{22}^{n_2 - k_2} \times \\ \times \sqrt{(k_1 + k_2)!(n_1 + n_2 - k_1 - k_2)!} \times \\ \times |k_1 + k_2, n_1 + n_2 - k_1 - k_2\rangle. \quad (1)$$

Для состояния на входе $|1, 1\rangle$ имеются два слагаемых с состояниями $|1, 1\rangle$ на выходе, но коэффициенты перед ними одинаковы и имеют противоположные знаки: $\tau^2|1, 1\rangle - \rho^2|1, 1\rangle$,

Как интерпретировать этот результат? Согласно [30] его можно расценивать как проявление корпускулярно-волнового дуализма. Действительно, с одной стороны, фотоны ведут себя как частицы, демонстрируя дискретные фотоотсчеты, а с другой — вроде бы интерферируют на светоделителе как волны с определенной разностью фаз. С какой?

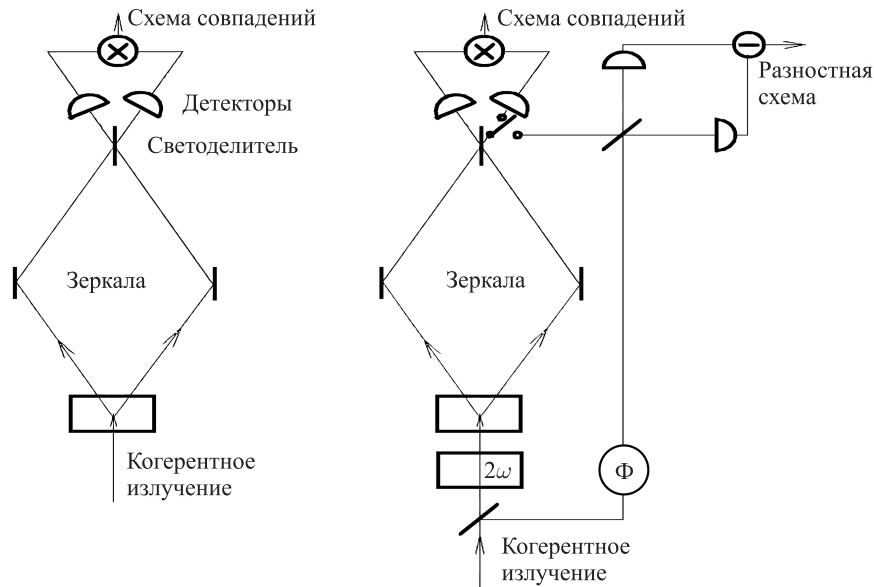


Схема наблюдения эффекта подавления взаимной корреляции фотонов (слева) и одновременной регистрации сжатого состояния (справа). Под действием лазерного когерентного излучения в нелинейном кристалле генерируется пара фотонов. Они направляются на светоделитель и детектируются. Схема совпадений регистрирует одновременное прибытие фотонов на оба фотодетектора (слева). Для 50%-го светоделителя вероятность таких событий нулевая. Справа с помощью схемы балансного гомодинного детектирования одновременно регистрируются флуктуации квадратурной компоненты поля. В эту схему излучение направляется переключателем режимов работы. Для согласования смешиваемых частот перед нелинейным кристаллом производится удвоение частоты когерентного излучения

Очевидно, 0 или π , чтобы на выходах светоделителя всегда оказывалось по 2 или 0 фотонов. Итак, фактически предполагается наличие определенной разности фаз у смешиваемых на светоделителе фотонов. Иначе не будет эффекта подавления корреляции фотоотсчетов. А наличие этой разности фаз как раз и является тем скрытым параметром, который полностью предопределяет исход эксперимента, т. е. мы имеем дело с теорией скрытых параметров в явном виде. Посмотрим, к каким следствиям приводит эта интерпретация.

Как получить состояние $|1,1\rangle$ на входе светоделителя? Очень просто: в результате параметрического рассеяния [31]. Именно так поступили экспериментаторы [28]. Но что происходит при смешении на светоделителе сигнального и холостого пучков параметрического процесса? Приготовление сжатых состояний света, характеризующихся подавлением квантовых флуктуаций одной из квадратурных компонент поля в ущерб другой (см., напр., [29] и цитируемую там литературу). А совместимо ли такое приготовление с предположением о том, что между сигнальным и холостым пучками всегда должна быть разность фаз 0 или π , что следует из упомянутой выше интерпретации результата эксперимента [28]?

Введем операторы уничтожения фотонов сигнального и холостого пучков: $\hat{a}$ и $\hat{b}$. Они описываются преобразованием Боголюбова операторов затравочных вакуумных мод $\hat{a}_0$ и $\hat{b}_0$:

$$\hat{a} = \mu \hat{a}_0 + \nu \hat{b}_0^+, \quad \hat{b} = \mu \hat{b}_0 + \nu \hat{a}_0^+. \quad (2)$$

В одном из каналов добавим фазовую задержку θ . Ясно, что на эффект подавления взаимной корреляции [28] она никак не повлияет. Это легко следует и из вышеприведенного рассмотрения в представлении Гейзенберга. Но как фазовая задержка отразится на приготовлении сжатых состояний? Оператор уничтожения моды одного из выходов светоделителя по-прежнему обозначим $\hat{c} = (\hat{a} + \hat{b}e^{i\theta})/\sqrt{2}$. Соответственно квадратурная компонента равна $\hat{X} = (\hat{c} + \hat{c}^+)/2$. Найдем ее дисперсию:

$${}_a\langle 0|{}_b\langle 0|\hat{X}^2|0\rangle_b|0\rangle_a = (2 + \mu\nu e^{i\theta} + \mu^*\nu^* e^{-i\theta})/8 = (1 + \mu\nu \cos \theta)/4 \quad (3)$$

при действительных μ и ν . Здесь проведено усреднение по исходному вакуумному состоянию затравочных мод, а также использовано $|\mu|^2 + |\nu|^2 = 1$, следующее из коммутационных соотношений $[\hat{a}, \hat{a}^+] = [\hat{b}, \hat{b}^+] = 1$.

Итак, мы получили, что эффект сжатия существенно зависит от фазы θ . Это и понятно, ведь на одном выходе светоделителя — свет в сжатом состоянии, а на другом — наоборот, с увеличенной дисперсией квадратуры, что соответствует изменению фазы на π . Но совместимо ли это с предположением о том, что разность фаз сигнального и холостого пучков с вероятностью 1/2 осциллирует, принимая значения 0 или π ? Очевидно, нет, поскольку в этом случае при усреднении эффект сжатия полностью бы исчез. А он зафиксирован экспериментально

в [32] и др. Итак, основная посылка нелокальной теории скрытых параметров о наличии определенной фазы фотона приводит к логическому противоречию, свидетельствующему о ее неадекватности.

Правда, можно возразить, что в эксперименте подавления взаимной корреляции фотоотсчетов разность фаз фотонов одна, а при регистрации сжатых состояний — другая, несмотря на то, что исходное состояние на входах одно и то же. Хотя это уже граничит с полным абсурдом, попытаемся опровергнуть и это возражение формально.

2. Модернизация схемы эксперимента

Введем в схему эксперимента переключатель режимов (на рис. справа), который изменяет прямое детектирование правого детектора на балансное гомодинирование. Последнее регистрирует флуктуации квадратурной компоненты поля (см., напр., [29] и цитируемую там литературу), и если их уровень ниже уровня вакуумного состояния, то можно констатировать приготовление сжатого состояния. В первой фазе эксперимента наряду с фиксацией эффекта подавления взаимной корреляции фотонов регистрируем скорость фотоотсчетов каждого из фотодетекторов. Затем переключаем схему во второй режим, когда наблюдается сжатое состояние. Если при этом разность фаз между фотонами изменилась со скачков 0 или π на постоянную разность фаз, что абсолютно необходимо для приготовления сжатого состояния, то должна измениться и скорость фотоотсчетов в левом детекторе, поскольку при фиксированной фазе 0 или π фотоотсчетов либо не будет вообще, либо их станет вдвое больше. Вряд ли такое произойдет. Совершенно понятно, что скорость фотоотсчетов не изменится, поскольку, изменяя условия регистрации излучения, выходящего из одного канала светоделителя, я никак не могу повлиять на результаты регистрации в другом. Это просто следует из принципа причинности и элементарных квантовых расчетов. Итак, нелокальная теория скрытых параметров никак не может объяснить этот результат, что и делает ее до абсурдности несостоятельной. Но если все же она верна, то скорость фотоотсчетов изменится, хотя это представляется крайне маловероятным.

Итак, разность фаз коррелированной фотонной пары действительно не имеет определенного значения, но находится в суперпозиции всех ее возможных величин от 0 до 2π . Как же тогда интерпретировать результаты эксперимента [28], если ни определенной фазы одиночных фотонов, ни их разности фаз не существует? По-видимому, дело в том, что, согласно фейнмановской интерпретации квантовой теории [33], интерферируют не фотоны, а их альтернативные траектории. Действительно, как формируется состояние $|1, 1\rangle$ на выходе светоделителя? Двумя способами: либо оба фотона проходят светоделитель, либо оба отражаются. Но в последнем

случае за счет того, что один из фотонов отражается от более плотной среды, он приобретает фазовый набег π . Оператор фазового набегу $\hat{U}_\theta = e^{-i\theta\hat{n}}$ переводит состояние $|1, 1\rangle$ в состояние $-|1, 1\rangle$. Таким образом, обе возможные альтернативные траектории деструктивным образом интерферируют, подавляя взаимные корреляции. Этот простой и наглядный подход позволяет решать и более сложные задачи, связанные с преобразованием фоковских состояний светоделителем, не пользуясь сложной и громоздкой формулой (1).

Заключение

Полученный здесь результат важен потому, что отсутствие определенных значений измеряемых величин до момента измерения является фундаментальным выводом квантовой теории в копенгагенской интерпретации. Известные до сих пор экспериментальные доказательства этого факта можно оспорить привлечением якобы неизвестных нам видов нелокальных взаимодействий, не ограниченных какими-либо областями светового конуса, а соответственно и скоростью света. Это, во-первых, интерпретация Д. Бома [34] и следующие за ней различные виды нелокальных теорий скрытых параметров (см., напр., [35] и цитируемую там литературу), которые на чисто формальном языке могут объяснить как нарушение неравенств Белла, так и многочисленные квантовые парадоксы. Например, интерференцию одиночных фотонов на двущелевом экране Юнга трактовать как нелокальное «знание» фотона, проходящего через одну щель, о существовании другой. В описанном же здесь эксперименте для опровержения подобного рода утверждений имеются веские основания. Никакое нелокальное «знание» фотона о его будущей судьбе не может объяснить неизменности скорости фотоотсчетов на левом детекторе (см. рисунок). Таким образом, отсутствие определенного значения разности фаз одиночных фотонов никак не может быть оспорено какой-либо гипотезой нелокального взаимодействия, не доходящей до полного абсурда. Это существенно сужает круг возможных интерпретаций квантовой теории, конечно, не сводя их только к копенгагенской. Адекватное объяснение может дать и реляционная парадигма (см., напр., [36]).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-02-00458 а).

Список литературы

1. *Taylor G.I.* // Proc. Camb. Phil. Soc. 1909. **15**. P. 114.
2. *Фриш О.* // УФН. 1966. **90**. С. 379.
3. *Белинский А.В.* // УФН. 2003. **173**, № 8. С. 905.
4. *Belinsky A.V., Klyshko D.N.* // Laser Phys. 1996. **6**. P. 1082.
5. *Bell J.S.* // Physics. 1964. **1**. P. 198.
6. *Einstein A., Podolsky B., Rosen N.* // Phys. Rev. 1935. **47**. P. 777.

7. Hensen B., Bernien H., Dréau A.E. et al. // *Nature*. 2015.
8. Giustina M., Versteegh M.A.M., Wengerowsky S. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. **115**. P. 250401.
9. Aspect A., Grangier P., Roger G. // *Phys. Rev. Lett.* 1981. **47**. P. 460; 1982. **49**. P. 91.
10. Aspect A., Dalibar J., Roger G. // *Phys. Rev. Lett.* 1982. **49**. P. 1804.
11. Aspect A. *The Naive View of an Experimentalist*. Springer, 2002.
12. Белинский А.В. // *Оптика и спектр*. 2004. **96**. С. 732. (Belinsky A.V. // *Optics and Spectroscopy*. 2004. **96**, N 5. P. 665.)
13. Белинский А.В. *Квантовые измерения*. М., БИНОМ. 2008.
14. Белинский А.В., Клышко Д.Н. // *УФН*. 1993 **163**, № 8. С. 1. (Belinsky A.V., Klyshko D.N. // *Physics Uspekhi*. 1993. **36**. P. 653.)
15. Евдокимов Н.В., Клышко Д.Н., Комолов В.П., Ярочкин В.А. // *УФН*. 1996. **166**, № 1. С. 91. (Evdokimov N.V., Klyshko D.N., Komolov V.P., Yarochkin V.A. // *Physics Uspekhi*. 1996. **39**. P. 83.)
16. Hessmo B., Usachev P., Heydar H., Björk G. // *Phys. Rev. Lett.* 2004. **92**, P. 180401.
17. Babichev S.A., Appel J., Lvovsky A.I. // *Phys. Rev. Lett.* 2004, **92**. P. 193601.
18. Fuwa M., Takeda S., Zwierz M. et al. // *Nature Communications*. 2015. **6**. P. 6665.
19. Белинский А.В., Жуковский А.К. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2016. № 3. С. 34. (Belinsky A.V., Zhukovskiy A.K. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2016. **71**, N 3. P. 253.)
20. Leggett A.J. // *Found. of Phys.* 2003. **33**. P. 1469.
21. Aspelmeyer M., Zeilinger A. // *Physics World*. July 2008. P. 22.
22. Knee G.C., Kakuyanagi K., Yeh M.-C. et al. A strict experimental test of macroscopic realism in a superconducting flux qubit. ArXiv: 1601.03728v2 [quant-ph] 15 Jan 2016.
23. Groblacher S., Paterek T., Kaltenbaek R. et al. // *Nature*. 2007. **446**. P. 871.
24. Branciard C., Ling A., Gisin N. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. **99**. P. 210407.
25. Jacques V., Wu E, Grosshans F. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. **93** (20). P. 203307.
26. Paterek T., Fedrizzi A., Groblacher S. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. **99**. P. 210406.
27. Suarez A. // *Nature* 2007. **446**. P. 871.
28. Hong C.K., Ou Z.Y., Mandel L. // *Phys. Rev. Lett.* 1987. **59**. P. 2044.
29. Ахманов С.А., Ахмедиев Н.Н., Белинский А.В. и др. *Новые физические принципы оптической обработки информации*. М.: Наука, 1990. Гл. 3.
30. Leonhardt U. *Measuring the Quantum State of Light*. Cambridge University Press, 1997. P. 79.
31. Клышко Д.Н. *Фотоны и нелинейная оптика*. М.: Наука, 1980. (Klyshko D.N. *Photons and Nonlinear Optics*. CRC Press, 1988.)
32. Slusher R.E., Hollberg L.W., Yurke B. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1985. **55**. P. 2409.
33. Feynman R.P., Hibbs A.R. *Quantum Mechanics and Path Integration*. McGraw-Hill, 1965.
34. Bohm D. // *Phys. Rev.* 1952. **85**. P. 166.
35. Ефремов Ю.С. *Квантовая механика*. М.; Берлин: Директ-Медиа. 2015.
36. Белинский А.В., Владимиров Ю.С. // *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия*. 2016. № 1. С. 32.

On the phase uncertainty of Fock states and “nonlocal realism”

A. V. Belinsky

*Department of Computer Modeling and Informatics; Department of Physics of the Earth,
Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.
E-mail: belinsky@inbox.ru.*

Based on the study of the effects of the suppression of cross-correlation of photons on a beam splitter and preparation of squeezed states, an experimental proof is proposed for the lack of determinate values of the phase and phase difference of photons in Fock states. It is shown that this conclusion unveils the intrinsic inconsistency of interpreting quantum mechanics on the basis of the nonlocal theory of hidden variables and proves the inadequacy of the latter.

Keywords: quantum uncertainty, entanglement, nonlocality, Copenhagen interpretation, hidden variables.

PACS: 03.65.Ud, 42.65.Lm.

Received 14 April 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2016. **71**, No. 5. Pp. 487–491.

Сведения об авторе

Белинский Александр Витальевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник, профессор;
тел.: (495) 939-41-78, e-mail: belinsky@inbox.ru.