

В ПОРЯДКЕ ДИСКУССИИ

УДК 530.145.1

*А. В. Белинский*¹

О ПРИЧИННОСТИ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ

Рассматриваются различные подходы к пониманию причинности в квантовой теории, поскольку нарушение принципа причинности уже давно стало предметом активного исследования. Проанализированы четыре экспериментальные ситуации с точки зрения выполнения принципа причинности: мгновенный коллапс вектора квантового состояния системы запутанных частиц, квантовый ластик, квантовый парадокс Зенона и преобразование света нелинейным светоделителем. Последний представляет собой плоскую границу раздела двух прозрачных диэлектриков, по крайней мере один из которых обладает керровской нелинейностью, то есть зависимостью показателя преломления от интенсивности пронизывающего его излучения. Показано, что в первых двух случаях принцип причинности может нарушаться только в смысле мгновенности проявления следствия относительно причины. Для нелинейного светоделителя, помимо того, что квантовая и классическая теории его описания дают прямо противоположные предсказания поведения фазовых флуктуаций преобразованного им излучения, принцип причинности нарушается в самом общем смысле: влияния последующего события на предыдущее. Квантовый же парадокс Зенона занимает как бы промежуточное положение равноправного участия причины и следствия в общем каскаде двух последовательных событий, то есть как первое может предотвратить второе, так и второе — первое.

Ключевые слова: квантовая неопределенность, квантовая суперпозиция, принцип причинности, копенгагенская интерпретация, скрытые параметры.

PACS: 03.65.Ta, 42.65.-k

1. Введение

Понятие причинности имеет несколько значений. Квантовая наблюдаемая, не находящаяся в собственном состоянии измеряемой величины, в серии экспериментов принимает различные значения, подчиняющиеся вероятностной статистике. Что предопределяет конкретное значение измеренной величины в единичной реализации? Эйнштейн, Подольский и Розен [1] считали, что некая совокупность скрытых параметров, которыми следует дополнить квантовую теорию. Бор же настаивал на принципиальной непредсказуемости результата (см., напр., [2]) и полноте квантовой теории без всяких скрытых параметров. Эта точка зрения и получила свое экспериментальное подтверждение в серии работ, начиная с Белла [3–10]. В этом смысле можно говорить о «беспричинности» результата квантовых измерений, поскольку принципиально невозможно его заранее предсказать [2].

Другое значение понятия причинности связано со световым конусом и СТО: следствие не может наступить раньше, чем причина, причем скорость причинно-следственной связи между ними не должна превышать световую. Однако целый ряд экспериментов с так называемым отложенным выбором и квантовым ластиком опровергли и это понятие причинности: скорость причинно-следственной связи в них на несколько порядков превышала световую (см., напр., [11, 12] и цитируемую там литературу). Но следствие при этом не опережало причины. Следующий по значимости эффект с точки зрения причинности связан с квантовым парадоксом Зенона (см., напр., [13, 14] и цитируемую там литературу). В нем два последовательных квантовых перехода как бы нарушают причинность в самом широком смысле этого слова: второй по времени переход определяет вероятность первого. В самом деле, единичная

¹E-mail: belinsky@inbox.ru

вероятность второго перехода обращает в ноль вероятность первого, то есть полностью блокирует его. Но с другой стороны, нулевая вероятность первого также блокирует второй, поэтому скорее следует говорить об их равноправности, поскольку вероятность обоих переходов является результатом интерференции амплитуд вероятностей обоих переходов, то есть квадратом модуля суммы их комплексных амплитуд.

Рассмотренный далее эффект переворачивает причину и следствие во времени, что ведет к нарушению причинности в самом широком смысле этого слова. Он связан с квантовым парадоксом нелинейного светоделителя [15–20], в котором фазовые флуктуации света возникают как бы из ничего [21]. Позже появилась работа, развивающая прикладную направленность этого явления [22]. Однако дальнейшее исследование парадокса приводит к еще более интересным последствиям, которые уже касаются фундаментальных основ квантовой теории, и ее интерпретаций.

Чтобы легко войти в смысл задачи, рассмотрим нелинейный светоделитель, представляющий собой границу раздела двух прозрачных диэлектриков (Рис. 1). Пусть один из них обладает кубической керровской самофокусирующей нелинейностью, обуславливающей увеличение показателя преломления с ростом интенсивности излучения. Коэффициенты пропускания и отражения такой границы раздела изменяются с изменением интенсивности света в соответствии с формулами Френеля. Пусть линейная среда предшествует нелинейной, и показатель преломления второго диэлектрика в рабочем режиме, то есть с учетом нелинейной добавки, превышает показатель преломления первого: тогда с увеличением интенсивности излучения увеличивается и показатель преломления, следовательно, увеличивается коэффициент отражения границы раздела, а коэффициент пропускания снижается. Следовательно, флуктуационное увеличение интенсивности входного пучка будет частично компенсироваться уменьшением коэффициента пропускания. Таким образом, происходит насыщение или некоторое «запирани» системы, приводящее к стабилизации интенсивности прошедшего света. Ощутимая стабилизация может проявляться и в отраженном от границы раздела пучке, если показатель преломления с увеличением интенсивности излучения, напротив, уменьшается, либо изменено соотношение показателей преломления: первый больше второго.

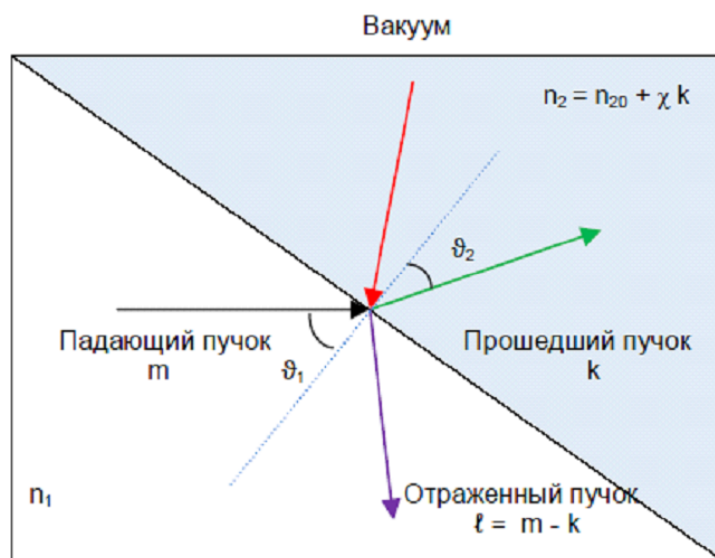


Рис. 1. Нелинейный светоделитель со второй нелинейной средой. ϑ_1 и ϑ_2 — углы падения и преломления. На первом входе когерентная мода с плоским волновым фронтом, а на втором — вакуум.

Рассмотрим одномодовый случай плоских монохроматических волн. Фаза плоской волны вблизи плоской границы раздела прозрачных сред, отраженной либо прошедшей, инвариантна с точностью до возможного скачка на π — в отраженном пучке. При этом складывается парадоксальная ситуация: амплитудные флуктуации прошедшего либо отраженного пучка могут уменьшаться, а фазовые должны

оставаться неизменными, что, конечно, приведет к нарушению принципа неопределенности Гейзенберга. Исследованию возникающей при этом коллизии в основном и посвящены работы [19–21]. Здесь же мы исследуем результаты точного квантового расчета с точки зрения их интерпретации. Дело в том, что итоговый результат — число зарегистрированных фотонов на выходах светоделителя — зависит от значения нелинейной добавки к показателю преломления. Но до момента регистрации число фотонов не определено (см., напр., [14] и цитируемую там литературу). Таким образом, получается, что конкретное значение нелинейности появляется только после регистрации фотонов на выходах. Но детектирование происходит после прохождения светом светоделителя. Следовательно, нарушается принцип причинности в самом общем его виде, когда последующее событие определяет предыдущее. Такова краткая логика рассуждений, более подробно рассмотренная далее.

Для того чтобы не учитывать фазового набега в прозрачных средах, мы рассматриваем пучки именно вблизи (на расстоянии не более длины волны) границы раздела. Кроме того, выделение такого узкого слоя (например, в результате размещения его между двумя плоскопараллельными пластинами из линейных материалов) избавляет нас от эффекта неустойчивости плоской волны в среде с самофокусирующей нелинейностью, являющегося классическим результатом нелинейной оптики, поскольку на малой длине распространения света неустойчивости не возникает.

2. Классическое описание светоделителя

Рассмотрение преломления света границей раздела двух сред естественно начать с закона Снеллиуса:

$$n_1 \sin \vartheta_1 = n_2 \sin \vartheta_2 \quad (1)$$

и формулы Френеля для амплитудного коэффициента отражения [23]:

$$\rho = -\frac{\sin(\vartheta_1 - \vartheta_2)}{\sin(\vartheta_1 + \vartheta_2)}, \quad (2)$$

которая справедлива в случае плоско-поляризованного света с вектором напряженности электрического поля, перпендикулярным плоскости чертежа (так называемая *s*-поляризация). Для другой, взаимно ортогональной поляризации (*p*-поляризации), синусы заменяются тангенсами.

Если нет потерь, то коэффициенты пропускания и отражения связаны простым соотношением

$$\tau^2 + \rho^2 = 1, \quad (3)$$

следующим из закона сохранения энергии.

Сразу отметим, что анализируется только случаи режимов прохождения света, а, полное внутреннее отражение из рассмотрения исключается.

Нелинейность одной из граничащих сред означает зависимость ее свойств от интенсивности пронизывающего ее излучения. Например, керровская нелинейность влияет на показатель преломления. В случае первой нелинейной среды:

$$n_1 = n_{10} + \chi \left(\sqrt{m} \pm \sqrt{l} \right)^2, \quad n_2 = \text{const}, \quad (2.4a)$$

поскольку в первой среде одновременно присутствуют и падающая, и отраженная волны. Они складываются когерентно, в отклике среды возникают интерференционные нелинейные члены и, в общем случае, волны становятся кноидальными, однако последние возникают в объеме среды, а мы рассматриваем тонкий слой вблизи границы раздела, где фазовый набег отраженной волны либо отсутствует, либо равен π — при отражении от более плотной среды. В последнем случае в формуле (2.4a) следует брать разность амплитуд $(\sqrt{m} - \sqrt{l})$, а при отражении от менее плотной среды — сумму $(\sqrt{m} + \sqrt{l})$.

Для второй нелинейной среды — проще:

$$n_2 = n_{20} + \chi k, \quad n_1 = \text{const}, \quad (2.4b)$$

где n_{i0} — показатель преломления в темноте, а χ — коэффициент, пропорциональный кубической нелинейности среды $\chi^{(3)}$. Для удобства сопоставления с квантовым подходом, интенсивность света мы условно измеряем числами фотонов в некотором объеме квантования. Эти безразмерные величины, разумеется, пропорциональны интенсивностям рассматриваемых плоских монохроматических волн.

Совместное решение системы уравнений (1) – (4) с учетом очевидных соотношений для комплексных амплитуд прошедшей и отраженной волн:

$$a_t = \tau a_i, \quad a_r = \rho a_i \quad (5)$$

даст искомое соотношение между входной и выходными волнами. Индексы t, r, i относятся к проходящему, отраженному и падающему пучкам. Аналитического решения, к сожалению, получить не удастся. Поэтому для исследования статистических характеристик такого пассивного нелинейного преобразователя приходится прибегать к численному эксперименту [21]. Но, как это ни странно, квантовое описание все же допускает возможность аналитического решения.

3. Точное квантовое решение в представлении Шрёдингера

Пусть светоделитель (Рис. 1) освещается слева модой в фоковском состоянии $|m\rangle$ с определенным числом фотонов m . Но потенциально у него есть и другой вход — сверху. Даже при отсутствии на нем излучения, там будет вакуум $|0\rangle$. Если бы светоделитель был линейным, то состояние на выходе описывалось бы вектором [24]:

$$|\psi\rangle = \sum_{k=0}^m \sqrt{C_k^m} \tau^k \rho^{m-k} |k\rangle |l\rangle, \quad (6)$$

здесь прошло k фотонов, а отразилось $l = m - k$, τ и ρ — френелевские амплитудные коэффициенты пропускания и отражения, C_k^m — биномиальный коэффициент.

Это соотношение является точным квантовым результатом, однако, оно имеет простой физический смысл: фотоны в данном случае ведут себя как обычные классические несвязанные частицы. Например, вероятность прохождения одного фотона равна τ^2 , а k фотонов — τ^{2k} . Вероятность того, что прошло k фотонов, а отразилось $l = m - k$ равна произведению $(\tau^2)^k \cdot (\rho^2)^{m-k}$. Биномиальный коэффициент $C_k^m = \frac{m!}{k!(m-k)!}$ появляется вследствие эквивалентности всех возможных сочетаний прошедших и отраженных фотонов. А поскольку вектор состояния представляет собой не саму вероятность, а ее амплитуду, извлекаем квадратный корень.

Нелинейность можно учесть функциональной зависимостью τ и ρ от $m \pm l$ в случае первой нелинейной среды, а второй — линейной, и от k — в случае обратного их расположения. В случае же двух граничащих между собой нелинейных сред, обе зависимости будут присутствовать одновременно. При этом можно использовать обычные формулы для τ и ρ (2) и (3) с учетом того, что нелинейная добавка показателя преломления пропорциональна числу фотонов в среде, а коэффициент пропорциональности χ , в свою очередь, пропорционален коэффициенту кубической нелинейности $\chi^{(3)}$.

При произвольном состоянии на входе $| \rangle$, например, когерентном $|z\rangle$, его можно разложить по фоковскому базису:

$$| \rangle = \sum_{m=0}^{\infty} D_m |m\rangle, \quad (7)$$

тогда

$$|\psi\rangle \propto \sum_{m=0}^{\infty} D_m \sum_{k=0}^m \sqrt{C_k^m} \tau^k \binom{m \pm l}{k} \rho^l \binom{m \pm l}{k} |k\rangle |m-k\rangle \equiv \sum_{m=0}^{\infty} D_m \sum_{k=0}^m \Lambda_{kl} |k\rangle |l\rangle. \quad (8)$$

Здесь двухэтажные аргументы при τ и ρ означают зависимость от верхнего или нижнего этажа для той или иной последовательности расположения нелинейной и линейной сред, о чем было сказано выше. В силу нелинейности задачи приходится производить перенормировку, чтобы выполнялось $\langle \psi | \psi \rangle = 1$.

Физический смысл квадратов коэффициентов $\Lambda_{kl}^2 = |\langle l | \langle k | \psi \rangle|^2$ очень прост: это вероятность того, что пройдет k фотонов и одновременно отразится l , то есть мы имеем дело с двумерной условной вероятностью. Теперь нетрудно найти распределения вероятностей обнаружить определенное число фотонов в отраженном и проходящем пучках:

$$P_l = \sum_{k=0}^{\infty} \Lambda_{kl}^2, \quad P_k = \sum_{l=0}^{\infty} \Lambda_{kl}^2. \quad (9)$$

В этом переходе от линейной задачи к нелинейной есть одна очень важная тонкость. Если на входе было фоковское состояние, то на выходах, разумеется, нет: число фотонов k и l может быть разным. Точнее, выходные состояния представляют собой суперпозицию фоковских. Так какому же из них должна соответствовать нелинейность? Будем рассуждать операционально. Если мы детектируем на выходах фотоны, то в каждой реализации мы получим вполне определенное их число k и l . Именно этим числом и будет определяться нелинейность, что и отражено в (8). И на входе их было, таким образом, тоже определенное число $m = k + l$.

Хотя формально здесь все верно, возникает вопрос: откуда нелинейность светоделителя заранее «знает» сколько фотонов будет зарегистрировано на выходах? Ведь если поле внутри светоделителя находится в состоянии суперпозиции фоковских состояний, то, значит, в нем присутствуют все фоковские моды (см., напр., [14, 25]). Так какие из них должна «выбрать» нелинейность, чтобы сошлись концы с концами? Без опережающего знания о последующем детектировании выходных полей это просто невозможно. Значит, нарушается принцип причинности в том смысле, что последующее событие определяет предыдущее, что вполне укладывается в рамки реляционно-статистической природы закономерностей квантовой теории (см., напр., [26] и цитируемую в ней литературу).

4. Заключение

В данной работе представлена квантовая теория преобразования бозонных полей нелинейным светоделителем, представляющим собой плоскую границу раздела двух прозрачных сред, одна из которых или обе обладают кубической керровской нелинейностью, то есть показатель преломления зависит от интенсивности пронизывающего излучения. Характерным свойством квантовых состояний, не являющихся собственными состояниями измеряемой величины, оказывается наличие квантовой суперпозиции всех возможных результатов измерений. Если рассуждать операционально, то для описания такой нелинейно-оптической квантовой задачи нужно начинать с конца — с количества фотонов, зарегистрированных на выходах светоделителя. Затем, «раскручивая» процесс в обратном (по отношению к реально текущему времени) направлении, определяем число фотонов в нелинейно-оптической среде светоделителя и соответствующую нелинейность. После чего задача получает строгое аналитическое решение. Но, как часто бывает в квантовых задачах, возникает вполне закономерный с точки зрения «здорового смысла» вопрос: что происходит между рождением квантовой частицы и ее регистрацией? Что первично: нелинейность, формирующая выходные поля светоделителя, или количество фотоосчетов, которые определяют нелинейность? Если следовать хронологическому порядку, то ясно, что первое. Но до момента регистрации (априори) определенного числа фотонов в нелинейной среде не существует, а есть лишь квантовая суперпозиция фоковских состояний. Значит, и определенной нелинейности не существует до момента финальной регистрации частиц. Итак, последующее по времени событие определяет предыдущее. А это несомненно нарушает принцип причинности в самой общей его формулировке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Einstein A., Podolsky B., Rosen N. Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? // Phys. Rev. 1935. Vol. 47. № 10. P. 777–780.
2. Bohr N. The Causality Problem in Atomic Physics // New Theories in Physics. 1939. P. 11—33.
3. Bell J.S. On the Einstein Podolsky Rosen Paradox // Physics. 1964. Vol. 1. № 3. P. 195–200.

4. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. № 7. P. 460–462.
5. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. № 2. P. 91–93.
6. Aspect A., Dalibar J., Roger G. Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. № 25. P. 1804–1807.
7. Hensen B., Bernien H., Dreau A.E. Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres // Nature. 2015. Vol. 526. P. 682–686.
8. Giustina M., Marijn A., Versteegh M., Wengerowsky S. Significant-Loophole-Free Test of Bell's Theorem with Entangled Photons // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 115. № 25. P. 250401-1–250401-7.
9. Groblacher S., Paterek T., Kaltenbaek R. An experimental test of non-local realism // Nature. 2007. Vol. 446. P. 871–875.
10. Белинский А.В. О неопределенности фазы фоковских состояний и «нелокальном реализме» // Вестник Московского университета. Сер.3. Физика, астрономия. 2016. № 5. С. 26–30.
11. Ma X., Kofler J., Zeilinger A. Delayed-choice gedanken experiments and their realizations // Rev. Mod. Phys. 2016. Vol. 88. № 1. P. 015005-1–015005-28.
12. Ma X., Kofler J., Qarry A. Quantum erasure with causally disconnected choice // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2013. Vol. 110. № 3. P. 1221–1226.
13. Менский М.Б. Квантовые измерения и декогеренция. М.: Физматлит, 2001. 232 с.
14. Белинский А.В. Квантовые измерения. М.: БИНОМ: Лаборатория знаний, 2008. 182 с.
15. Белинский А.В. О возможности простого и эффективного подавления амплитудных квантовых флуктуаций света // Письма в ЖЭТФ 1990. Т. 51. № 7. С. 341–343.
16. Белинский А.В. Преобразование квантовых флуктуаций в нелинейных системах с насыщением // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. № 1. С. 84–88.
17. Белинский А.В., Грановский А.А. Парадокс нелинейного светоделиителя и селекция фотонных флуктуаций // Письма в ЖЭТФ. 2011 Т. 93. № 9. С. 552–554.
18. Белинский А.В., Волков Д.В., Дмитриев А.В., Шульман М.Х. Парадокс нелинейного светоделиителя и его разрешение // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. № 5(11). С. 891–905.
19. Fofanov Ya.A. Transformation of intensity fluctuations in nonlinear reflection of light // Optics and Spectroscopy. 2003. Vol. 94. № 5. P. 802–804.
20. Fofanov Ya.A. New nonlinear phenomena under conditions of strong selective reflection. // ICONO 2010: International Conference on Coherent and Nonlinear Optics: proceedings of the SPIE. 2011. Vol. 7993. P. 370–375.
21. Белинский А.В., Шульман М.Х. Квантовая специфика нелинейного светоделиителя // УФН. 2014. Т. 184. № 10. С. 1135–1148.
22. Prakash H., Kumar Mishra D. Quantum analysis of a beam splitter with second-order nonlinearity and generation of nonclassical light // J. Opt. Soc. Am. B. 2016. Vol. 33. № 7. P. 1552–1557.
23. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. 1970. 713 с.
24. Leonhardt U. Measuring the Quantum State of Light. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 194 p.
25. Белинский А.В., Жуковский А.К. Вектор состояния квантовой системы: математическая абстракция или физическая реальность? // Вестник Московского университета. Сер.3. Физика, астрономия. 2016. № 3. С. 34–38.
26. Белинский А.В., Владимиров Ю.С. Реляционно-статистическая природа закономерностей квантовой теории // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2016. № 1(14), С. 32–42.

Поступила в редакцию 05.03.2017

Белинский Александр Витальевич, д. ф.-м. н., профессор, физический факультет, Московский государственный университет, 19991, Россия, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: belinsky@inbox.ru

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Белинский А. В. О причинности в квантовой теории // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2017. № 3. С. 68–75.

A. V. Belinsky**About the causality principle in quantum theory**

Keywords: quantum uncertainty, quantum superposition, causality principle, Copenhagen interpretation, hidden variables.

PACS: 03.65.Ta, 42.65.-k

Various approaches to understanding causality in quantum theory are considered, since the violation of the causality principle has long been the subject of active research. Four experimental situations are considered from the causality point of view: instantaneous collapse of the quantum state vector of a system of entangled particles, quantum eraser, quantum Zeno paradox and the operation of the nonlinear light beam splitter. The last one is a flat interface between two transparent dielectrics, at least one of which exhibits Kerr nonlinearity, i.e., its refractive index depends on the transmitted radiation intensity. It is shown, that in the first two cases, the causality principle can be violated only in terms of the speed of the consequences, not limited by the light cone. For the nonlinear beam splitter, besides the fact that the quantum and classical descriptions give opposite predictions of the behavior of the phase, the causality principle is violated in the most general sense: the effect of subsequent events on the previous one. The quantum paradox of Zeno occupies, as it were, an intermediate position of equal participation of cause and consequence in the total cascade of two successive events, i.e. as the first can prevent the second, so the second - the first.

REFERENCES

1. Einstein A., Podolsky B., Rosen N. Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?, *Phys. Rev.*, 1935, vol. 47, no. 10, pp. 777–780.
2. Bohr N. The Causality Problem in Atomic Physics, *New Theories in Physics*, 1939, pp. 11–33.
3. Bell J.S. On the Einstein Podolsky Rosen Paradox, *Physics*, 1964, vol. 1, no. 3, pp. 195–200.
4. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem, *Phys. Rev. Lett.*, 1981, vol. 47, no. 7, pp. 460–462.
5. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities, *Phys. Rev. Lett.*, 1982, vol. 49, no. 2, pp. 91–93.
6. Aspect A., Dalibar J., Roger G. Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers, *Phys. Rev. Lett.*, 1982, Vol. 49, no. 25, pp. 1804–1807.
7. Hensen B., Bernien H., Dreau A.E. Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres, *Nature*, 2015, vol. 526, pp. 682–686.
8. Giustina M., Marijn A., Versteegh M., Wengerowsky S. Significant-Loophole-Free Test of Bell's Theorem with Entangled Photons, *Phys. Rev. Lett.*, 2015, vol. 115, no. 25, pp. 250401-1–250401-7.
9. Groblacher S., Paterek T., Kaltenbaek R. An experimental test of non-local realism, *Nature*, 2007, vol. 446, pp. 871–875.
10. Belinsky A.V. About the uncertainty phase Fock states and “nonlocal realism”, *Vestnik Moskovskogo universiteta. Ser. 3. Fizika, astronomiya*, 2016, no. 5, pp. 26–30.
11. Ma X., Kofler J., Zeilinger A. Delayed-choice gedanken experiments and their realizations, *Rev. Mod. Phys.*, 2016, vol. 88, no. 1, pp. 015005-1–015005-28.
12. Ma X., Kofler J., Qarry A. Quantum erasure with causally disconnected choice, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2013, vol. 110, no. 3, pp. 1221–1226.
13. Mensky M.B. *Kvantovye izmereniya i dekoherentsiya* (Quantum measuring and decoherence), Moscow: Phys-math. Lit., 2001, 232 p.
14. Belinsky A.V. *Kvantovye izmereniya* (Quantum measurements), Moscow: BINOM, 2008, 182 p.
15. Belinsky A.V. Possibility of simple and effective suppression of quantum amplitude fluctuations of light, *JETP Letters*, 1990, vol. 51, no. 7, pp. 387–389.
16. Belinskii A.V. Transformation of quantum fluctuations of the intensity in nonlinear systems with saturation, *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 1991, vol. 21, pp. 75–79.
17. Belinsky A.V., Granovskiy A.A. Paradox of a Nonlinear Beam Splitter and Selection of Photon Fluctuations, *JETP Letters*, 2011, vol. 93, pp. 495–497.

18. Belinsky A.V., Volkov D.V., Dmitriev A.V., Shulman M.Kh. Paradox of a nonlinear beam splitter and its resolution, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2013, vol. 117, no. 5(11), pp. 771–783.
19. Fofanov Ya.A. Transformation of intensity fluctuations in nonlinear reflection of light, *Optics and Spectroscopy*, 2003, vol. 94, no. 5, pp. 802–804.
20. Fofanov Ya.A. New nonlinear phenomena under conditions of strong selective reflection, *ICONO 2010: International Conference on Coherent and Nonlinear Optics: proceedings of the SPIE*, 2011, vol. 7993, pp. 370–375.
21. Belinsky A.V., Shulman M.Kh. Quantum nature of a nonlinear beam splitter, *Physics Uspekhi*, 2014, vol. 57, no. 10, pp. 1022–1034.
22. Prakash H., Kumar Mishra D. Quantum analysis of a beam splitter with second-order nonlinearity and generation of nonclassical light, *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2016, vol. 33, no. 7, pp. 1552–1557.
23. Born M., Wolf E. *Principles of Optics*, Cambridge: Cambridge University Press, 2003, 988 p.
24. Leonhardt U. *Measuring the Quantum State of Light*, Cambridge: Cambridge University Press, 1997, 194 p.
25. Belinsky A.V., Zukovskiy A.K. The State Vector of a Quantum System: Mathematical Fiction or Physical Reality? *Moscow university physics bulletin*, 2016, vol. 71, no. 3, pp. 253–257.
26. Belinsky A.V., Vladimirov Ju.S. Relational-statistical nature of quantum theory laws, *Prostranstvo, vremya i fundamental'nye vzaimodeystviya (Space, time and fundamental interactions)*, 2016, no. 1(14), pp. 32–42.

Received 05.03.2017

Belinsky Alexander Vitalievich, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Department of Physics, Moscow State University, Leninskiye Gory, 1-2, Moscow, 19991, Russia.

E-mail: belinsky@inbox.ru

Please cite this article in English as:

Belinsky A. V. About the causality principle in quantum theory, *Space, Time and Fund. Interact.*, 2017, no. 3, pp. 68–75.