

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

О нарушении причинности в квантовых экспериментах

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@inbox.ru*

Статья поступила 03.07.2017, подписана в печать 15.08.2017.

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, т. е. 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, т. е. как первое может предотвратить второе, так и второе — первое.

Ключевые слова: квантовая неопределенность, квантовая суперпозиция, принцип причинности, копенгагенская интерпретация, коллапс вектора квантового состояния, квантовый ластик, квантовый парадокс Зенона, нелинейный светоделитель.

УДК: 530.145.1. PACS: 03.65.Ta, 42.65.-k.

Введение

Принцип причинности является фундаментальным принципом современной науки, вне которого рассыпаются практически все аналитические построения. Тем не менее в последнее время все более и более учащаются сообщения о возможном его нарушении в квантовых экспериментах ([1–7] и цит. лит.). В основном это связано с так называемой мгновенной редукцией вектора квантового состояния, что ведет к скорости прохождения причинно-следственной связи, не ограниченной световым конусом, например в случае пары квантовых частиц в запутанном состоянии или квантового ластика. Но уже в квантовом парадоксе Зенона [6–11] возникает подозрение о влиянии последующего события на предыдущее, поскольку вероятность второго по времени события определяет вероятность первого. Это наводит на мысль поиска более очевидного эксперимента, который бы причинно-следственную связь перевернул наоборот. Как представляется, таким эффектом является преобразование квантовых полей нелинейным светоделителем, формально рассмотренное в [12–19], но без анализа возникающей при этом коллизии с принципом причинности в самом общем смысле этого слова, т. е. влияния последующего события на предыдущее. Последовательному рассмотрению ряда квантовых экспе-

риментов с точки зрения реализации этого факта и посвящена настоящая работа.

Вообще говоря, 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 [20] считали, что некая совокупность скрытых параметров, которыми следует дополнить квантовую теорию. Бор же настаивал на принципиальной непредсказуемости результата (напр., [21]) и полноте квантовой теории без всяких скрытых параметров. Эта точка зрения и получила экспериментальное подтверждение в серии работ, начиная с Белла (напр., [22–29] и цит. лит.). В этом смысле можно говорить о «беспричинности» результата квантовых измерений, поскольку принципиально невозможно его заранее предсказать [21].

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 (напр., [1–3] и цит. лит.). Но следствие при этом не опережало причины.

Следующий по значимости эффект с точки зрения причинности связан с квантовым парадоксом Зенона (напр., [6–11] и цит. лит.). 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 вероятность второго перехода обращает в ноль вероятность первого, т. е. 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, т. е. квадратом модуля суммы их комплексных амплитуд.

Рассмотренный в данной работе эффект перестраивает причину и следствие во времени, что ведет к нарушению причинности в самом широком смысле этого слова. Он связан с квантовым парадоксом нелинейного светоделиителя [12–18], в котором фазовые флуктуации света возникают как бы из ничего. Позже появилась работа, развивающая прикладную направленность этого явления [19]. Однако дальнейшее исследование парадокса приводит к еще более интересным последствиям, которые уже касаются фундаментальных основ квантовой теории и ее интерпретаций.

1. Мгновенный коллапс вектора состояния и квантовый ластик

В экспериментах, связанных со статистикой, исследуют корреляции и подбирают модели, которые бы их описывали. Во всех науках, кроме квантовой физики, все корреляции описываются одним из двух механизмов. Либо первое событие влияет на второе, посылая информацию с помощью бозонов, молекул или иных физических носителей информации, описываемых соответствующим разделом науки, либо коррелирующие события имеют некоторые общие причины в их общем прошлом. Однако квантовая физика предсказывает совершенно новый источник корреляции, именуемый запутыванием (entanglement). Этот новый источник проявляет себя, например, через корреляции, нарушающие неравенства Белла (их, следовательно, нельзя описать через общие причины), между событиями, разделенными пространственно-подобным интервалом (такие корреляции, следовательно, невозможно описать и с помощью классического обмена информацией). Эйнштейн метко назвал это «призрачным действием на расстоянии» (spooky action at a distance) [30, с. 143]. Реальное «призрачное действие на расстоянии» требовало бы сверхсветового влияния, определенного в некоторой гипотетической универ-

сальной привилегированной системе отсчета. В работе [3] оцениваются экспериментальные границы скорости всех таких гипотетических воздействий. Авторы [3] осуществили эксперимент Белла в течение более чем 24 ч между двумя населенными пунктами, удаленными один от другого на 18 км примерно по оси восток–запад, а источник запутанных фотонов был расположен где-то посередине. Они непрерывно наблюдали двухфотонную интерференцию, заведомо превышавшую порог для неравенства Белла. Вследствие вращения Земли конфигурация эксперимента позволила определить нижнюю границу скорости этого призрачного влияния для любой возможной привилегированной системы отсчета. Оказалось, что она превышает скорость света по крайней мере на 4 порядка.

Итак, в пределах доступной экспериментальной точности измерений коллапс вектора состояния происходит практически мгновенно, по крайней мере, его скорость значительно превосходит скорость света. Означает ли это, что авторам [3] удалось передать информацию со сверхсветовой скоростью? Конечно, нет, ведь для наблюдения корреляции между удаленными объектами нужна система связи между ними, а она и наложит соответствующее ограничение на предельное быстродействие всей установки в целом. Но полностью исключить возможность сверхсветовой коммуникации, как представляется, преждевременно [31].

В следующей серии экспериментов, которые мы далее рассмотрим, помимо мгновенности коллапса вектора состояния, еще и создается иллюзия нарушения причинности в смысле влияния позднего события на более раннее. Устранению этого заблуждения посвящено дальнейшее изложение этого раздела.

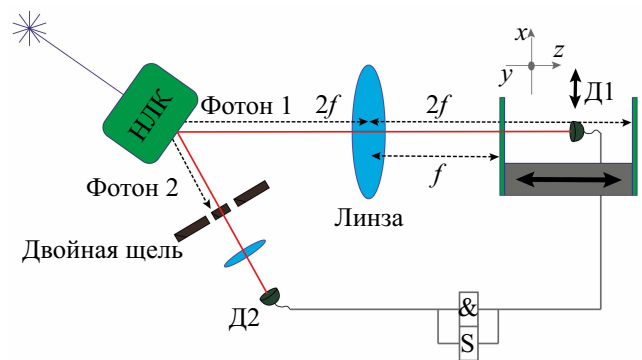


Рис. 1.1. Схема наблюдения и управления интерференцией по типу квантового ластика [32]

Один из вариантов эксперимента типа квантового ластика схематично представлен на рис. 1.1 [32]. В процессе параметрического рассеяния света в нелинейном кристалле под действием монохроматической лазерной накачки рождаются пары запутанных фотонов (напр., [33, 34]). Один из них (нижний, 2) направляется на двухщелевую диафрагму

с целью последующего наблюдения интерференции Юнга одиночных фотонов. Верхний же (1) фокусируется линзой и детектируется сканирующим фотодетектором Д1 или матрицей ПЗС. Фактически при этом реализуется схема двухфотонной оптики [35, 36] или, как позже ее стали называть, схемой формирования фантомных изображений [37]. Нижний фотон регистрируется фотодетектором Д2, перехватывающим в пространстве (с помощью линзы) все фотоны, прошедшие двухщелевую диафрагму, и расположенном на некотором расстоянии от нее, существенно превышающем расстояние между щелями. Результирующий сигнал снимается со схемы совпадений, на которую поступают электрические импульсы с детекторов в обоих каналах.

В [35] показано, что в схеме двухфотонной оптики пропагаторы, описывающие распространение верхнего и нижнего фотонов, перемножаются, т.е. оптические пути обоих фотонов складываются. Это означает, что такая схема эквивалентна как бы следованию одного из фотонов в обратном направлении и «отражению» от плоского зеркала, совпадающего с тонким нелинейным кристаллом. Эта простая и наглядная модель, прямо следующая из формального описания процесса, очень полезна для анализа многочисленных двухфотонных и N -фотонных экспериментов. Не менее полезна она и в нашем случае, поскольку позволяет предсказать результаты квантового анализа, не прибегая к сложным математическим формальным обоснованиям.

Итак, в первой фазе эксперимента расположим линзу так, чтобы двухщелевая диафрагма была на расстоянии двойного фокуса от нее (с учетом как бы «отражения» от нелинейного кристалла). Совершенно очевидно, что на двойном фокусном расстоянии после линзы сформируется фантомное изображение этой диафрагмы с единичным увеличением благодаря действию законов двухфотонной оптики [35]. И никакой интерференции на двухщелевой диафрагме не будет. Это и зарегистрировано в эксперименте [32] с вполне понятным объяснением: ведь каждому совместному фотоотсчету в обоих каналах соответствует известная информация о том, через какую щель прошел нижний фотон. Как эту информацию стереть? Очень просто: надо информацию о поперечной координате верхнего фотона заменить на информацию о его поперечном импульсе, т.е. сдвинуть плоскость фотодетектирования в верхнем канале в заднюю фокальную плоскость линзы. И действительно, при этом появляется интерференционная картина, соответствующая двухщелевой интерференции по схеме Юнга.

Наша наглядная интерпретация легко позволяет предсказать и этот результат, ведь линзой в такой двухфотонной системе фактически будет строиться изображение как раз этой интерференционной картины, расположенной за двухщелевой диафрагмой, аналогично двухфотонной дифракции, рассмотрен-

ной в [35]. Подобное стирание информации характерно для экспериментов типа квантового ластика. Но где здесь причинность?

Дело в том, что, смещая линзу в верхнем канале, мы как бы управляем интерференцией — есть ли она или ее нет. Но фотон в этом канале может быть зарегистрирован позже фотона в нижнем (разумеется, с соответствующим учетом задержки в схеме совпадений). Тогда создается впечатление, что более позднее по времени событие — регистрация верхнего фотона — определяет более раннее — интерференцию или отсутствие ее у нижнего фотона.

Выход из этой парадоксальной ситуации в том, что интерференция имеет место только в результате совместной регистрации фотонов в обоих каналах с помощью схемы совпадений. Именно благодаря такой двухфотонной оптике формируются фантомные изображения интерференционной картины или двухщелевой диафрагмы. Схема совпадений, таким образом, осуществляет селекцию фотоотсчетов, соответствующих интерференции или ее отсутствию. Никакого нарушения причинности в смысле влияния последующего события на предыдущее не происходит, поскольку независимая (без схемы совпадений) регистрация фотонов в каналах информации об интерференции или ее отсутствии не несет. Единственное нарушение причинности может быть лишь вследствие мгновенности коллапса вектора квантового состояния системы при регистрации одного из фотонов: информация об этом достигает второго фотона быстрее, чем ограничения, связанные со световым конусом. Именно это как раз и подтверждают эксперименты типа квантового ластика. Не менее интересен еще один из их числа [38].

Рассмотрим схему на рис. 1.2. Если одиночные фотоны пропускать через светоделитель, а потом смешивать, то появится интерференционная картина. Но если в каждом канале установить параметрический рассеиватель, генерирующий из одного два фотона, то, регистрируя второй, можно выяснить, по какому каналу прошел первый. Интерференции при этом, разумеется, не будет. Но если эти вторые фотоны после светоделителя смешать, то эта информация будет стерта и интерференция снова появится (рис. 1.3). При этом будет наблюдаться то же мнимое нарушение причинности в смысле влияния более позднего события на предыдущее, что и в рассмотренном выше случае. Чтобы убедиться в иллюзорности такого нарушения, обратим внимание на то, что при регистрации совместных совпадений детектора, регистрирующего интерференцию, и детектора Д3 образуется одна интерференционная картина, а при совпадениях с Д4 — взаимно дополняющая, т.е. интерференционные максимумы одной соответствуют интерференционным минимумам другой. А в сумме эти две интерференционные

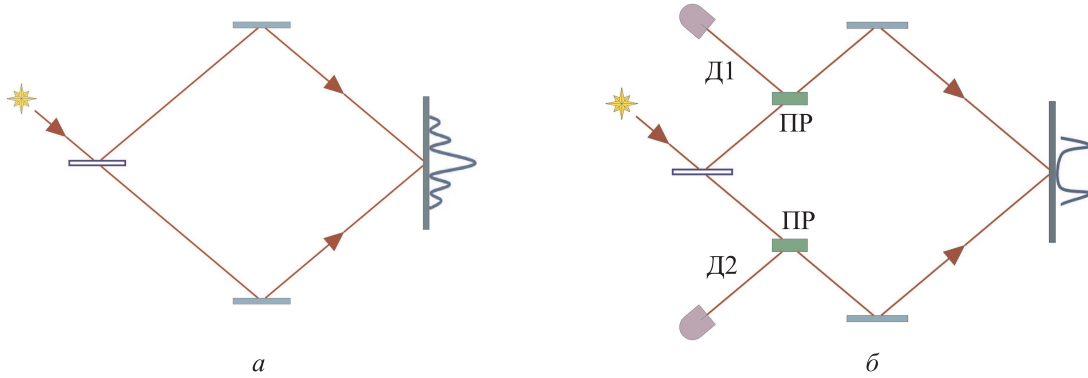


Рис. 1.2. Одиночные фотоны, поступающие на 50%-й светоделитель, при смешении образуют интерференционную картину (а). Если же в каждом канале поставить параметрический рассеиватель, генерирующий два фотона из одного, интерференционная картина исчезнет (б), поскольку таким образом можно выяснить, по какому каналу прошел каждый фотон

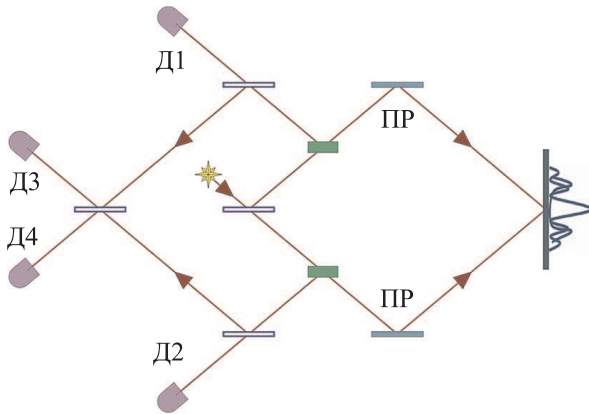


Рис. 1.3. Схема квантового ластика [38]. Регистрация совпадений детекторов в плоскости наблюдения с Д1 или Д2 интерференционной картины не дает, а с Д3 или Д4 — дает

картины дают отсутствие интерференционной картины вообще. Это означает то, что интерференция появляется только в результате селекции половины фотонов из общего их числа. А без такой селекции никакой интерференции нет вообще и говорить об «интерферирующем» или «неинтерферирующем» фотоне просто бессмысленно.

Более отчетливо это видно в следующей конфигурации. Видоизменим схему так, чтобы вместо интерференции по схеме Юнга наблюдалась интерференция по схеме Маха–Цендера [2, 39], как на рис. 1.4. Теперь при фиксировании совпадений детекторов Д3 и Д5 или Д6 будет регистрироваться интерференционная картина, характерная для интерферометра Маха–Цендера. То же самое будет происходить и при фиксировании совпадений детекторов Д4 и Д5 или Д6. Но эти две интерференционные картины находятся как бы в «противофазе»: интерференционными максимумам одной соответствуют минимумы другой, т.е. они дополняют друг друга, в сумме составляя константу — отсутствие интерференции вообще. Если заменить светоделители перед детекторами Д1 и Д2 на плоские зеркала и убрать вообще Д1 и Д2, чтобы не отвлекаться на случай отсутствия

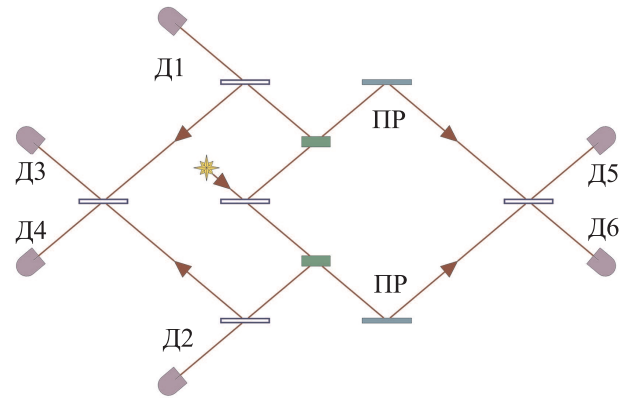


Рис. 1.4. Схема квантового ластика в варианте с интерферометром типа Маха–Цендера

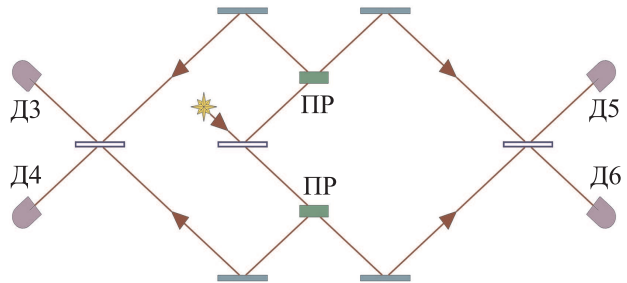


Рис. 1.5. Схема интерференции интенсивностей, упрощенная по сравнению с рис. 1.4, полученная в случае, если убрать детекторы Д1 и Д2, а светоделители перед ними заменить на плоские зеркала

интерференции, то получим схему, представленную на рис. 1.5, фактически эквивалентную интерференционному эксперименту, подробно рассмотренному и описанному еще в работе [40] и представленному там на рис. 1, а, с той лишь разницей, что на рис. 1.5 для параметрического процесса используется однофотонная накачка, а в [40] — когерентная, но вид интерференционных зависимостей от этого не меняется.

Поскольку в [40] никакого нарушения причинности не наблюдается, ибо схемы совпадений лишь осуществляют селекцию фотоисчетов, соответствующих интерференции, никакого нарушения причинности

ности в смысле влияния более позднего события на предыдущее не будет и в схемах квантового ластика на рис. 1.2–1.4. Но за счет мгновенной редукции вектора состояния скорость причинно-следственной связи этих событий не ограничивается световым конусом [1–3].

Отсутствие нарушения причинности в смысле влияния более позднего события на предыдущее легко показать несложными расчетами, добавив в схему на рис. 1.5 фазовые задержки, как на рис. 1.6, и для наглядности также соответствующим образом переобозначив детекторы.

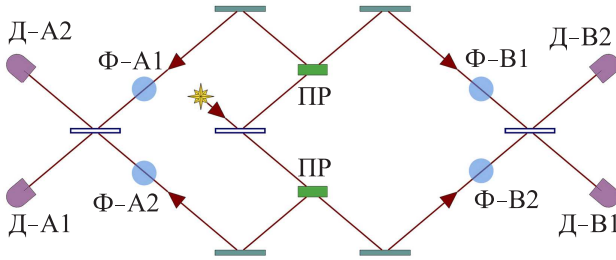


Рис. 1.6. Схема, аналогичная представленной на рис. 1.5, с добавлением фазовых задержек Φ -A1, Φ -A2, Φ -B1 и Φ -B2

Запишем квантовое состояние системы после параметрических рассеивателей:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_{a1}|1\rangle_{b1}|0\rangle_{a2}|0\rangle_{b2} + |0\rangle_{a1}|0\rangle_{b1}|1\rangle_{a2}|1\rangle_{b2}), \quad (1)$$

где однофотонные и вакуумные состояния обозначены индексами соответствующих каналов.

Учтем фазовые задержки. Поскольку оператор фазового сдвига имеет вид $\hat{U} = e^{-i\phi\hat{n}}$ (см., напр., [7]), где \hat{n} — оператор числа фотонов, имеем

$$|\psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_{a1}|1\rangle_{b1}|0\rangle_{a2}|0\rangle_{b2}e^{-i(\varphi_{a1}+\varphi_{b1})} + |0\rangle_{a1}|0\rangle_{b1}|1\rangle_{a2}|1\rangle_{b2}e^{-i(\varphi_{a2}+\varphi_{b2})}). \quad (2)$$

В представлении Гейзенберга преобразование квантовых полей светоделителями описывается операторными соотношениями (см., напр., [7])

$$\hat{a}'_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_1 + \hat{a}_2), \quad \hat{b}'_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{b}_1 + \hat{b}_2), \quad (3)$$

$$\hat{a}'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\hat{a}_1 + \hat{a}_2), \quad \hat{b}'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\hat{b}_1 + \hat{b}_2). \quad (4)$$

Здесь \hat{a} и \hat{b} — операторы уничтожения фотона в представлении Гейзенберга.

Теперь можно рассчитать вероятность совпадений фотоотсчетов детекторов как

$$\begin{aligned} \langle\psi'|\hat{n}_{a1}\hat{n}_{b1}|\psi'\rangle &= \langle\hat{a}'_1+\hat{a}'_2|\hat{a}'_1+\hat{a}'_2|\psi'\rangle = \\ &= \frac{1}{2}(1 + \cos(\phi_{a1} + \phi_{b1} - \phi_{a2} - \phi_{b2})) = \\ &= \cos^2\left(\frac{\phi_{a1} + \phi_{b1} - \phi_{a2} - \phi_{b2}}{2}\right), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \langle\psi'|\hat{n}_{a2}\hat{n}_{b1}|\psi'\rangle &= \langle\hat{a}'_2+\hat{a}'_1|\hat{a}'_2+\hat{a}'_1|\psi'\rangle = \\ &= \frac{1}{2}(1 - \cos(\phi_{a1} + \phi_{b1} - \phi_{a2} - \phi_{b2})) = \\ &= \sin^2\left(\frac{\phi_{a1} + \phi_{b1} - \phi_{a2} - \phi_{b2}}{2}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

Итак, регистрация совпадений у наблюдателя В с детекторами ДА-1 и ДА-2 формирует две взаимодополняющие интерференционные картины, в сумме дающие константу, т.е. отсутствие интерференции вообще. Значит, появление интерференционной картины возможно лишь при регистрации фотонов у обоих наблюдателей — и у А, и у В. Следовательно, никакого влияния последующего события на предыдущее нет, поскольку у наблюдателя А нет интерферирующих или не интерферирующих фотонов. Все фотоны одинаковы.

2. Квантовый парадокс Зенона и непрерывное наблюдение

Классический парадокс Зенона, как известно, состоит в следующем. Выпущенная из лука стрела не может лететь, так как в любой момент времени она неподвижна: в первый, второй, третий и т.д. Значит, она неподвижна вообще. Разрешается он очень просто. Возьмем простую аналогию: одного атома не видно, двух тоже, трех — снова не видно, значит, видимого мира вообще не существует? Налицо явное игнорирование перехода количества в качество.

Квантовый парадокс Зенона [6–11] формулируется так: повторяющееся (в пределе — непрерывное) измерение квантовой системы препятствует ее переходу в иное состояние. Другое его название — эффект сторожевой собаки. Он выводится из квантовой теории измерений, в частности из постулата фон Неймана. Но и в обыденной жизни мы знаем, что, если напряженно, не отрывая глаз, ждать, когда закипит чайник, ожидание покажется бесконечным, как и сверление больного зуба, хотя, казалось бы, надо потерпеть чуть-чуть. В качестве простого примера рассмотрим в начале двухуровневый атом в поле резонансного излучения (рис. 2.1). Обозначим нижний и верхний уровни соответственно цифрами 1 и 2. Вероятность нахождения атома в возбужденном состоянии равна $P_2(t) = \frac{1}{2}(1 - \cos\Omega t)$, и атом гармонически осциллирует между уровнями с частотой Раби Ω .

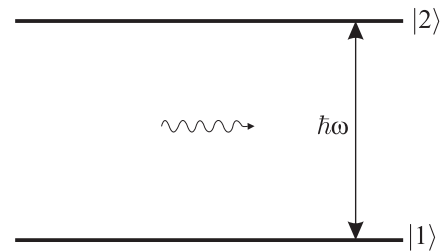


Рис. 2.1. Двухуровневый атом в поле резонансного излучения

Теперь произведем измерение состояния атома. При этом редукция должна изменить эволюцию атома, описываемую приведенной выше гармонической зависимостью.

Пусть в результате измерения через небольшой промежуток времени Δt с момента $t=0$ мы установим, что атом продолжает находиться в основном (нижнем) состоянии $|1\rangle$. Тогда эволюция начнется снова — уже не с момента времени $t=0$, а с $t=\Delta t$, т.е. измерение приведет к задержке по времени на Δt . Если за атомом наблюдать непрерывно ($\Delta t \rightarrow 0$), то эволюция атома вообще прекратится, несмотря на наличие резонансного излучения.

Действительно, произведем N измерений через малые промежутки времени $\Delta t = T/N$, T — общее время наблюдения. Вероятность сохранения атома в основном состоянии $P_{1 \rightarrow 1} = (1 - P_2)^N$.

Предположим, что $P_2 \propto \Delta t^2$, т.е. $P_2 = \alpha \Delta t^2$, как в нашем случае. При этом $P_{1 \rightarrow 1} \rightarrow 1$ при $\Delta t \rightarrow 0$ и $N \rightarrow \infty$.

Итак, непрерывные измерения прекращают эволюцию. Еще интереснее, казалось бы, должен быть случай, когда атом находится в верхнем неустойчивом состоянии при отсутствии внешнего поля. С течением времени вместо спонтанного перехода в основное состояние непрерывное наблюдение должно было бы «заморозить» его в верхнем неустойчивом состоянии. Но при линейной зависимости $P_2 \propto \Delta t$ эффекта «замораживания», согласно нашим рассуждениям, не будет. Вот почему парадокса Зенона наблюдать при этом нельзя, так как вероятностный закон спонтанного перехода экспоненциален: $P = 1 - e^{-\alpha t}$. Действительно, возбудив атом π -импульсом и поставив детектор, ожидающий появления спонтанного фотона, никакой задержки его поступления мы не получим. То же самое относится и к распаду атома нестабильного изотопа: наличие или отсутствие счетчика Гейгера на скорость распада влиять не будет.

Теперь перейдем к описанию реального эксперимента [8], в котором реализована идея Р. Кука [9] так называемой V-конфигурации уровней (рис. 2.2).

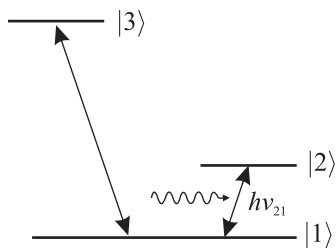


Рис. 2.2. Трехуровневая V-конфигурация уровней атомов в эксперименте по проверке парадокса Зенона. Повторяющиеся измерения атомов перехода 1–2 при резонансном облучении на частоте $\nu_{31} = (E_3 - E_1)/h$ делают переход менее вероятным. Вспомогательный уровень $|3\rangle$ нужен для такого измерения

По сравнению с просто двухуровневым атомом (рис. 2.1) для осуществления измерений переходов

между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ добавлен еще один уровень $|3\rangle$. Переходы с него на второй уровень $|2\rangle$ и обратно запрещены, а возможен только распад на первый уровень $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$. Если на атом, который находится под действием резонансного излучения частоты $\nu_{21} = (E_2 - E_1)/h$ на одном из двух уровней, $|1\rangle$ или $|2\rangle$, направить π -импульс на частоте $\nu_{31} = (E_3 - E_1)/h$, то по регистрации потом спонтанно рассеянного фотона на этой частоте можно заключить, что в момент освещения он находился в основном состоянии. Отсутствие же рассеянного фотона означает возбужденное состояние атома $|2\rangle$.

Вероятность спонтанного перехода предполагается пренебрежимо малой (за счет высокой интенсивности резонансного излучения на радиочастоте $\nu_{21} = 320.7$ МГц), и эволюция хорошо описывается соотношениями (2.1), (2.2).

В эксперименте [8] 5000 ионов берилия ${}^9\text{Be}^+$ находились в магнитной ловушке в основном состоянии $|1\rangle$. В него они переводились длительным (пятисекундным) лазерным импульсом с длиной волны $\lambda_{31} = 313$ нм, резонансным переходу $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. В течение этого импульса все ионы, которые находились на уровне $|1\rangle$, успевали спонтанно перейти на уровень $|3\rangle$. После окончания импульса через время, достаточное для спонтанного перехода обратно на уровень $|1\rangle$, практически все ионы оказывались невозбужденными.

Затем включался π -импульс радиоизлучения на частоте ν_{21} длиной 256 мс. В течение этого радиочастотного импульса производилось от 1 до 64 коротких (2.4 мс) лазерных импульсов на частоте ν_{31} . Когда радиочастотный импульс заканчивался, подсчитывалось число рассеянных фотонов на частоте ν_{31} за первые 100 мс. Оно принималось пропорциональным числу ионов на основном уровне $|1\rangle$ к концу π -импульса.

Измеренное число фотонов и связанное с ним количество невозбужденных ионов в основном состоянии $|1\rangle$ сравнивалось с теорией. Согласие было почти полным: увеличение числа импульсов от 1 до 64 увеличивало число ионов на уровне $|1\rangle$ в конце π -импульса, т.е. индуцированный переход $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ замедлялся.

Измерение состояния атомов в рассмотренном эксперименте было активным — с помощью лазерных импульсов. Однако большее восхищение вызывает схема пассивного измерения, предложенная М.Б. Менским [6, с. 180].

Расположение уровней атома, с которым можно наблюдать этот удивительно красивый эффект, представлено на рис. 2.3.

Атом в поле резонансного излучения на частоте ω_{12} осциллировал бы между уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ с частотой Раби, не будь третьего, измерительного уровня $|3\rangle$. Если атом достигает уровня $|2\rangle$, он быстро переходит на уровень $|3\rangle$ и испускается спонтанный фотон на частоте ω_{23} . Если же фотон

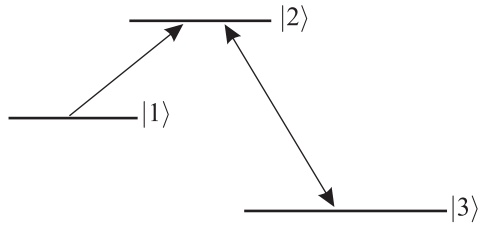


Рис. 2.3. Трехуровневая Λ -конфигурация: уровень $|2\rangle$ нестабильный и может спонтанно распадаться на уровень $|3\rangle$, который никак более не участвует в динамике системы. Исходно атом приводится в состояние $|1\rangle$. Резонансное излучение на частоте перехода $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ может перевести атом в состояние $|2\rangle$, однако вероятность этого перехода уменьшается с ростом эффективности спонтанного перехода $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, который является измерением состояния атома по регистрации спонтанных фотонов на частоте ω_{23}

не зарегистрирован, то атом все еще находится на уровне $|1\rangle$. Казалось бы, под действием π -импульса ω_{12} должен совершиться переход $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ и затем быстро переход на уровень $|3\rangle$. На самом деле происходит прямо противоположное: переход $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ наличием измерительного уровня $|3\rangle$ подавляется и эффективность «замораживания» на начальном уровне $|1\rangle$ возрастает с ростом вероятности перехода $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, характеризуемой коэффициентом релаксации γ_{23} . Парадоксально? Но, в сущности, так и должно быть, потому что фактически происходит непрерывное пассивное измерение состояния по возможности регистрации фотонов на частоте ω_{23} . А это и есть условие наблюдения эффекта Зенона.

Для формального описания можно вместо трехуровневого атома рассмотреть эквивалентную, согласно [6, с. 183], двухуровневую схему с энергиями уровней $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_2$ и мнимым членом $-i\gamma_{23}$, учитывающим нестабильность уровня $|2\rangle$, представленную на рис. 2.4.

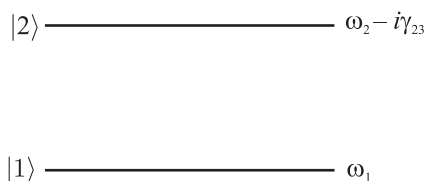


Рис. 2.4. Двухуровневая система с комплексной энергией уровня $|2\rangle$, эквивалентная трехуровневой Λ -конфигурации [6, с. 183]

Полный гамильтониан системы \hat{H} представим в виде суммы гамильтониана системы при отсутствии внешнего излучения \hat{H}_0 и оператора этого внешнего излучения $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$. При этом $\hat{H}_0|1\rangle = \hbar\omega_1|1\rangle$, $\hat{H}_0|2\rangle = \hbar(\omega_2 - i\gamma_{23})|2\rangle$, поскольку состояния с определенными энергиями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ являются собственными состояниями оператора энергии — гамильтониана. Хотя, строго говоря, неэрмитового гамильтониана быть не может, однако корректное рассмотрение трехуровневого атома приводит к тем же результатам. Вряд ли сюда можно

вложить какой-то физический смысл, скорее это просто вычислительный прием, такой же как использование отрицательных абсолютных температур при описании инверсной населенности активной среды лазера (напр., [41, с. 521]).

Как показывают расчеты, в случае $\Omega \ll \gamma_{23}$, когда вероятность измерительного перехода $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ значительно выше вероятности возбуждения атома $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, происходит почти полное подавление осцилляций Раби: $|\alpha_1(t)| \approx e^{-2\Omega^2 t / \gamma_{23}} \rightarrow 1$.

Система «замораживается» на уровне $|1\rangle$ при наличии возможности ее моментального перехода (измерения) с уровня $|2\rangle$ на уровень $|3\rangle$. Это пример реализации парадокса Зенона при непрерывном измерении — слежении за испусканием спонтанных фотонов на частоте ω_{23} . Хотя самого слежения фактически может и не быть. Важно, что имеется потенциальная возможность такого слежения.

Еще раз остановимся на необычности эффекта. Мы имеем возможность двух последовательных переходов: $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle$. Казалось бы, чем «легче» переход $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, тем лучше для всего каскада двух процессов. Но это не так: переход $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ тормозит переход $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, т.е. переходы не являются статистически независимыми. Здесь мы вновь сталкиваемся с парадоксальной с точки зрения «здорового смысла» ситуацией, когда возможность наблюдения за системой кардинально меняет ее поведение, а в последовательном каскаде двух, казалось бы, независимых процессов второй по времени может радикально влиять на первый. В этом необычном поведении системы во времени можно усмотреть и нарушение причинности. Но так ли это на самом деле? Возьмем простую аналогию.

Рассмотрим, скажем, течение жидкости в трубе с двумя заслонками. Первым событием у нас будет прохождение ей первой заслонки, а вторым — второй. Ясно, что при закрытии второй заслонки не совершится и первое событие.

С другой стороны, если в квантовом парадоксе Зенона вероятность первого перехода нулевая, то не произойдет и второго. Итак, оба перехода, оба события — более раннее и более позднее — находятся как бы в равных условиях. Это связано с квантовой интерференцией амплитуд вероятностей обоих переходов, а при сложении этих амплитуд ясно, что результат в равной мере зависит от обоих. Эти два перехода нельзя рассматривать независимыми друг от друга, т.е. имеет место своего рода квантовая запутанность между разделенными во времени событиями. Аналогичное запутывание между прошлым и будущим обнаружено в [4].

3. Нелинейный светоделитель

Квантовый парадокс нелинейного светоделителя [12–18] интересен прежде всего тем, что в нем фазовые флуктуации света возникают как бы из ничего. Позже появилась работа, развивающая при-

кладную направленность этого явления [19]. 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 простейшую ситуацию. Плоская поверхность прозрачного диэлектрика отражает свет. Пусть теперь диэлектрик обладает кубической керровской нелинейностью, причем такой, что с ростом интенсивности света ее показатель преломления уменьшается. Это так называемая *нелинейность самодефокусировки*, поскольку в такой среде световой пучок с плоским фазовым фронтом и гауссовым профилем интенсивности становится расходящимся. Ясно, что с ростом интенсивности света разность показателей преломления среды и воздуха уменьшается, следовательно, уменьшается и френелевский коэффициент отражения, стабилизируя флуктуации интенсивности в отраженном пучке по сравнению с падающим. А фаза при этом не меняется. Если такая стабилизация распространяется не только на классические, но и на фотонные флуктуации, то как быть с принципом неопределенности? Ведь неопределенности амплитуды и фазы связаны между собой и уменьшение одной должно сопровождаться увеличением другой.

Более интересным объектом исследования с точки зрения эффективности амплитудной стабилизации, однако, является нелинейный светоделитель, представляющий собой границу раздела двух прозрачных диэлектриков (рис. 3.1). 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, т.е. с учетом нелинейной добавки, превышает показатель преломления первого;

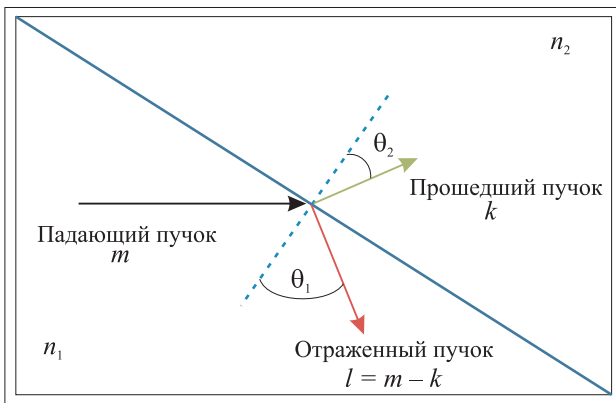


Рис. 3.1. Схема светоделителя: θ_1 и θ_2 — углы падения и преломления. Падает на границу раздела m фотонов, отражается l , а проходит $k = m - l$

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 «запирание» 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.

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 [14–16]. 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 (напр., [42]). 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.

3.1. Классическое описание светоделителя

Рассмотрение преломления света границей раздела двух сред естественно начать с закона Снеллиуса: $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ и формулы Френеля

для амплитудного коэффициента отражения [43] $\rho = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)}$, которая справедлива в случае плоскополяризованного 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 $\tau^2 + \rho^2 = 1$, следующим из закона сохранения энергии.

Сразу отметим, что анализируются только случаи режимов прохождения света, а полное внутреннее отражение из рассмотрения исключается, поскольку эффекта подавления фотонных флуктуаций при его реализации мы не получим.

Нелинейность одной из граничащих сред означает зависимость ее свойств от интенсивности пронизывающего ее излучения. Например, мгновенная керровская нелинейность не меняет частотного спектра света, но влияет на показатель преломления. В случае первой нелинейной среды $n_1 = n_{10} + \chi(\sqrt{m} \pm \sqrt{l})^2$, $n_2 = \text{const}$, 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 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: $n_2 = n_{20} + \chi k$, $n_1 = \text{const}$, где n_{10} — 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 этой системы уравнений с учетом очевидных соотношений для комплексных амплитуд прошедшей и отраженной волн $a_t = \tau a_i$, $a_r = \rho a_i$ 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 [16]. Но, как это ни

странно, квантовое описание все же допускает возможность аналитического решения.

3.2. Точное квантовое решение в представлении Шрёдингера

Задачи квантовой нелинейной оптики, за редкими исключениями (например, квантовые шрёдингеровские солитоны), как правило, точно решить не удастся. Поэтому успешное решение рассматриваемой задачи [14–16] оказалось приятной неожиданностью.

Пусть светоделитель (рис. 3.2) 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 [44] $|\psi\rangle = \sum_{k=0}^m \sqrt{C_k^m} \tau^k \rho^{m-k} |k\rangle |l\rangle$. Здесь прошло k фотонов, а отразилось $l = m - k$; τ и ρ — френелевские амплитудные коэффициенты пропускания и отражения; C_k^m — биномиальный коэффициент.

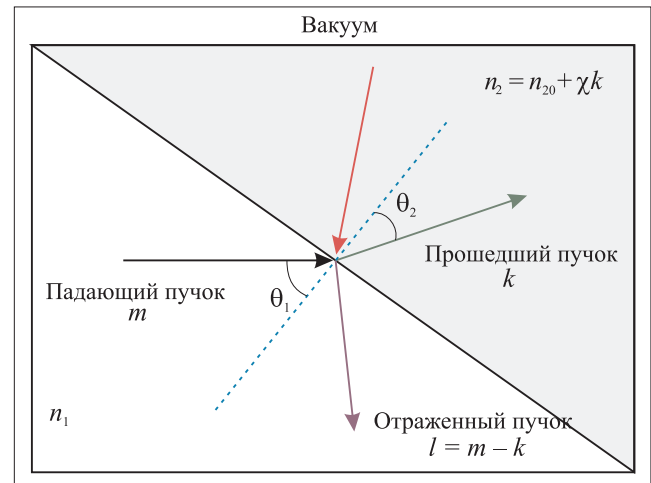


Рис. 3.2. Нелинейный светоделитель со второй нелинейной средой: θ_1 и θ_2 — углы падения и преломления. На первом входе когерентная мода с плоским волновым фронтом, а на втором — вакуум

Это соотношение — точный квантовый результат, 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 $C_k^m = m! / (k!(m-k)!)$ 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 нелиней-

ной 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 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 $|\psi\rangle$, например когерентном $|z\rangle$, его можно разложить по фоковскому базису: $|\psi\rangle = \sum_{m=0}^{\infty} D_m |m\rangle$, тогда

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &\propto \sum_{m=0}^{\infty} D_m \sum_{k=0}^m \sqrt{C_k^m} \tau^k \binom{m \pm l}{k} \rho^l \binom{m \pm l}{k} |k\rangle |m-k\rangle \equiv \\ &\equiv \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=0}^m \Lambda_{kl} |k\rangle |l\rangle. \end{aligned}$$

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 и одновременно отразится l фотонов, т.е. мы имеем дело с двумерной условной вероятностью. Теперь нетрудно найти распределения вероятностей обнаружить определенное число фотонов в отраженном и проходящем пучках:

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

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. И на входе их было, таким образом, тоже определенное число $m = k + l$. При этом 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 возможные фоковские моды (напр., [45]). Так какую из них должна «выбрать» нелинейность, чтобы сошлись концы с концами? Без опережающего знания о последующем детектирова-

нии выходных полей это просто невозможно. Ведь наличие нелинейности не позволит существовать линейной суперпозиции различных нелинейностей в среде именно в силу ее (среды) нелинейности, ибо моды перестают быть независимыми. В линейной среде детектирование просто «выбирает» одну из фоковских мод суперпозиции. А в нашем случае все возможные нелинейности и добавки к показателю преломления, соответствующие всем возможным фоковским модам суперпозиции, одновременно существовать не могут. Так какая из них определит конкретный результат детектирования? Это выяснится только в процессе самого детектирования. Значит, нарушается принцип причинности в том смысле, что последующее событие определяет предыдущее. Итак, остается либо признать нарушение принципа причинности, либо прибегнуть к информационной интерпретации квантовой теории (напр., [46–48]), в которой до момента регистрации квантовых частиц все определяют не реально существующие физические поля, а информационные, связывающие исходные состояния систем с результатами измерений.

Но если все же оставаться в рамках представлений об объективном существовании квантового мира, то нарушение причинности легко укладывается в рамки реляционно-статистической природы закономерностей квантовой теории (напр., [49] и цитируемая там литература), согласно которой квантовые объекты имеют внепространственно-временное существование и не связаны принципом причинности в классическом смысле этого слова, поскольку вне времени нет и понятий «раньше–позже».

Заключение

Итак, несмотря на довольно многочисленные заявления о нарушении причинности в квантовых экспериментах, подробное рассмотрение некоторых из них позволяет сделать вывод о том, что только при преобразовании квантовых полей нелинейным светоделителем такое нарушение подлинно имеет место в смысле влияния последующего события на предыдущее. Дело в том, что 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 «здравого смысла» вопрос: что происходит между рождением кван-

товой частицы и ее регистрацией? Что первично: нелинейность, формирующая выходные поля светоделиителя, 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. А каждой реализации с определенными числами фотонов на выходах должна соответствовать вполне определенная нелинейность, которая в свою очередь и определяет исход этой конкретной реализации. Таким образом, еще до детектирования нелинейность уже должна «выбрать» соответствующие фоковские моды из суперпозиции всех возможных фоковских мод. А это невозможно без опережающего «знания» о результатах детектирования, поскольку до него в поле присутствует вся совокупность фоковских мод [45]. Итак, последующее по времени событие определяет предыдущее. А это, несомненно, нарушает принцип причинности в самой общей его формулировке.

Для осознания и объяснения сложившейся ситуации можно, конечно, ограничиться информационной интерпретацией квантовой теории [46–49], которая фактически находится в рамках позитивистских представлений. Ведь при отрицании реального объективного существования квантовых объектов и замене их некоторыми информационными преобразованиями острота проблемы снимается. Впрочем, в какой-то мере это относится и к копенгагенской интерпретации, последовательные приверженцы которой понимают под физической реальностью лишь то, что можно измерить. А как тогда быть со «скрытыми параметрами», принципиальное отсутствие которых удалось доказать Беллу [22] и его последователям ([50] и цит. лит.)? Их же вообще нельзя измерить, даже если бы они существовали, значит, и говорить о них не надо? Но вряд ли кто будет оспаривать важность выяснения фундаментальных основ квантового мира. Альтернативный подход, сохраняющий объективное существование квантовых объектов и реальность существующего материального мира, как представляется, можно искать на путях уже упомянутой реляционно-статистической интерпретации [49], способной объяснить не только рассмотренные выше эффекты, но и практически все известные квантовые парадоксы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-01-00598А).

Список литературы

1. Ma X., Kofler J., Zeilinger A. // Rev. Mod. Phys. 2016. **88**. 015005.
2. Ma X., Kofler J., Qarry A. et al. // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2013. **110**. P. 1221.
3. Salart D., Baas A., Branciard C. et al. // Nature. 2008. **454**. P. 861.
4. Olson S.J., Ralph T.S. // Phys. Rev. Lett. 2011. **106**. 110404.
5. Rubino G, Rozema L.A., Feix A. et al. // Science Advances. 2017. **3**, N 3. e1602589.
6. Менский М.Б. Квантовые измерения и декогеренция. М.: Физматлит, 2001.
7. Белинский А.В. Квантовые измерения. М.: БИНОМ: Лаборатория знаний, 2008.
8. Misra B., Sudarshan E.C.G. // J. Math. Phys. 1977. **18**. P. 756.
9. Itano W.M., Heinzen D.J., Bollinger J.J. et al. // Phys. Rev. A. 1990. **41**. P. 2295.
10. Cook R.J. // Phys. Scr. 1988. **T-21**. P. 49.
11. Chirkin A.S., Rodionov A.V. // Journal of Russian Laser Research. 2005. **26**. N 2. P. 83.
12. Белинский А.В. // Письма в ЖЭТФ. 1990. **51**. С. 341.
13. Белинский А.В. // КЭ. 1991. **18**. С. 84.
14. Белинский А.В., Грановский А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2011. **93**. С. 552.
15. Белинский А.В., Волков Д.В., Дмитриев А.В., Шульман М.Х. // ЖЭТФ. 2013. **144**. С. 891.
16. Белинский А.В., Шульман М.Х. // УФН. 2014. **184**. С. 1135.
17. Fofanov Ya.A. // Optics and Spectroscopy. 2003. **94**. P. 802.
18. Fofanov Ya.A. // ICONO 2010: International Conference on Coherent and Nonlinear Optics / Ed. by C. Fabre, V. Zadkov, K. Drabovich. Proc. of the SPIE. 2011. **7993**. P. 79930.
19. Prakash H., Kumar Mishra D. // J. Opt. Soc. Am. B. 2016. **33**. P. 1552.
20. Einstein A., Podolsky B., Rosen N. // Phys. Rev. 1935. **47**. P. 777.
21. Bohr N. // New Theories in Physics. Paris, 1939. Перевод: УФН. 1985. **147**(2). С. 343.
22. Bell J.S. // Physics. 1964. **1**. P. 195.
23. Aspect A., Grangier P., Roger G. // Phys. Rev. Lett. 1981. **47**. P. 460.
24. Aspect A., Grangier P., Roger G. // Phys. Rev. Lett. 1982. **49**. P. 91.
25. Aspect A., Dalibard J., Roger G. // Phys. Rev. Lett. 1982. **49**. P. 1804.
26. Hensen B., Bernien H., Dre'au A.E. et al. // Nature. 2015.
27. Giustina M., Versteegh M.A.M., Wengerowskyet S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. **115**. 250401.
28. Groblacher S., Paterek T., Kaltenbaek R. et al. // Nature. 2007. **446**. P. 871.
29. Белинский А.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физика. Астрономия. 2016. № 5. С. 26. (Belinsky A.V. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2016. **71**, N 5. P. 487.)
30. Bell J.S. Speakable and unspeakable in quantum mechanics. New York: Cambridge UP, 1987.
31. Белинский А.В., Жуковский А.К. // Вест. Моск. ун-та. Физика. Астрономия. 2016. № 5. С. 21. (Belinsky A.V., Zhukovskiy A.K. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2016. **71**, N 5. P. 482.)
32. Dopfer B. Zwei Experimente zur Interferenz von Zwei Photonen Zuständen. Ein Heisenbergmikroskop und Pendellösung: Ph.D. Thesis. University of Innsbruck, 1998.
33. Клышко Д.Н. Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980. (Klyshko D.N. Photons and Nonlinear Optics. 1988. CRC Press.)
34. Клышко Д.Н., Масалов А.В. // УФН. 1995. **165**. С. 1249.

35. Белинский А.В., Клышко Д.Н. // ЖЭТФ. 1994. **105**. С. 487.
36. Pittman T.B., Shih Y., Strekalov D.V., Sergienko A.V. // Phys. Rev. A. 1995. **52**. R3429.
37. Квантовое изображение / Под ред. М.И. Колобова / Пер. с англ. под ред. А.С. Чиркина. М.: Физматлит, 2009.
38. Kim Y.-H., Yu R., Kulik S.P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. **84**. P. 1.
39. Jennewein T., Achleitner U., Weihs G. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2000. **71**. P. 1675.
40. Белинский А.В., Клышко Д.Н. // УФН. 1993. **163**, № 8. С. 1.
41. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в систематическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981.
42. Belinsky A.V., Klyshko D.N. // Laser Physics. 1996. **6**. P. 1082.
43. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
44. Leonhardt U. Measuring the Quantum State of Light. Cambridge University Press, 1997.
45. Белинский А.В., Жуковский А.К. // Вестн. Моск. ун-та. Физика. Астрономия. 2016. № 3. С. 34. (Belinsky A.V., Zhukovskiy A.K. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2016. **71**, N 3. P. 253.)
46. Zeilinger A. // Found Phys. 1999. **29**. P. 631.
47. Brukner C., Zeilinger A. // Acta Physica Slovaca. 1999. **49**. P. 647.
48. Brukner C., Zeilinger A. // Phys. Rev. Lett. 1999. **83**. P. 3354.
49. Белинский А.В., Владимиров Ю.С. // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2016. № 1(14). С. 32.
50. Giustina M., Versteegh M.A.M., Wengerowsky S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. **115**. 250401.

On the violation of causality in quantum experiments

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.

Four experimental situations are analyzed from the viewpoint of fulfilling the causality principle: instantaneous collapse of the quantum state vector of a system of entangled particles, a quantum eraser, the quantum Zeno paradox, and light transformation by a nonlinear beam splitter. The last is a planar interface of two transparent dielectrics, at least one of which possesses Kerr nonlinearity, that is, its refractive index depends on the intensity of radiation that penetrates it. It has been shown that the causality principle in the first two cases can be violated only in the sense of the instantaneousness of the manifestation of the effect with respect to the cause. For a nonlinear beam splitter, in addition to the directly opposite predictions given by the quantum and classical theories of its description for the behavior of phase fluctuations of the radiation transformed by the splitter, the causality principle is violated in the most general sense: the effect of the following event on the previous one. The quantum Zeno paradox occupies an intermediate position of democratic involvement of the cause and effect in the general cascade of two subsequent events, i. e., the first event can prevent the second event, just as the second event can prevent the first one.

Keywords: quantum uncertainty, quantum superposition, causality principle, Copenhagen interpretation, collapse of the quantum state vector, quantum eraser, quantum Zeno paradox, nonlinear beam splitter.

PACS: 03.65.Ta, 42.65.-k.

Received 3 July 2017.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2018. **72**, No. 3. Pp. 252–262.

Сведения об авторе

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