

QUANTUM ZENO EFFECT

R. V. VEDRINSKII

About 20 years ago it was shown by Misra and Sudarshan that a continuously observed unstable particle can never decay. This strange result which was called the quantum Zeno effect is considered in the paper. Using a simple model it is possible to reveal a reason according to which the effect under consideration takes place and to study its physical meaning.

Около 20 лет назад Мизра и Судершан показали, что нестабильная частица в условиях непрерывного наблюдения за ней никогда не может распасться. Этот странный результат, названный квантовым эффектом Зенона, рассмотрен в данной статье. В рамках простой модели выяснены причины возникновения этого эффекта и проанализирован его физический смысл.

© Ведринский Р.В., 1997

КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ЗЕНОНА

Р. В. ВЕДРИНСКИЙ

Ростовский государственный университет, Ростов-на-Дону

ВВЕДЕНИЕ

В 1978 году американские физики Б. Мизра и Е. Судершан опубликовали статью [1] под названием “Квантовый эффект Зенона”. В этой работе, написанной известными авторами и напечатанной в серьезном физическом журнале, содержится странное и на первый взгляд неправдоподобное утверждение о том, что непрерывное наблюдение за процессом радиоактивного распада делает распад невозможным. Этот удивительный результат называют квантовым парадоксом или эффектом Зенона, а иногда более образно – эффектом незакипающего чайника. Будем в дальнейшем называть его *квантовым эффектом Зенона*, сокращенно КЭЗ. КЭЗ активно обсуждался в научной литературе в 80-е годы, и в настоящее время смысл полученных результатов достаточно ясен. Как увидим, пронаблюдать КЭЗ экспериментально в случае реальных радиоактивных распадов практически невозможно, но в дальнейшем было показано [2], что эффект, аналогичный КЭЗ, можно экспериментально обнаружить при исследовании процессов вынужденных квантовых переходов в атоме, происходящих под влиянием электромагнитного излучения. Авторы работы [2] провели необходимые расчеты и выполнили эксперимент, результаты которого полностью подтвердили теоретические предсказания.

Следует пояснить причину, побудившую Мизру и Судершана назвать обнаруженный ими эффект именем известного древнегреческого мыслителя Зенона Элейского. По свидетельству Аристотеля, Зенон был первым, кто обратил внимание на существование парадоксов, возникающих, как мы бы сейчас сказали, при работе с бесконечными множествами, среди которых есть парадокс, названный Зеноном парадоксом стрелы. Он формулируется следующим образом: поскольку летящая стрела в каждый момент времени покоится в определенной точке пространства, то она покоится все время, иными словами, она неподвижна. Легко усмотреть аналогию между такой стрелой и радиоактивным ядром, которое не распадается в ходе наблюдения за ним в каждый момент времени, в результате чего распад становится вообще невозможным. Во избежание недоразумения надо отметить, что стрела Зенона все же летит, в то время как радиоактивный распад, как мы убедимся ниже, на самом деле тормозится под влиянием наблюдения и становится невозможным в случае идеального непрерывного наблюдения, когда вылетающая при распаде частица мгновенно регистрируется за пределами ядра.

Завершая вводный раздел, нельзя не упомянуть, что основные результаты, обеспечивающие существование КЭЗ, теоретически получены еще в конце 50-х годов известным советским физиком Л.А. Халфиным, но в его работах не было обращено внимание на то, что обнаруженные им факты приводят к такому парадоксальному следствию, каким является КЭЗ. Мизра и Судершан, не знавшие вначале о результатах Халфина, в последующих работах ссылались на них как на пионерские.

КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ЗЕНОНА. ПЕРВОЕ ЗНАКОМСТВО

Поскольку КЭЗ является эффектом существенно квантовой природы, который невозможен в классической физике, остановимся вначале на общих положениях квантовой механики, важных для понимания рассматриваемого эффекта.

Одно из основных отличий квантовой физики от классической состоит в существенном изменении взгляда на то, в каких состояниях может быть физический объект и как задаются эти состояния. Для краткости будем в дальнейшем вместо слов “физический объект” употреблять слово “частица” и для простоты считать, что рассматриваемая частица может находиться лишь в двух состояниях: $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Такие обозначения состояний, впервые введенные П. Дираком и широко используемые в известных “Фейнмановских лекциях по физике” [3], имеют простой смысл. Угловые скобки указывают на то, что речь идет о состоянии объекта, а номер или другое обозначение внутри скобки служат для идентификации конкретного состояния. Дираковские обозначения можно ввести и в классической физике. Например, состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ могут соответствовать расположению классической частицы в двух различных точках пространства. Суть отличия классических и квантовых состояний в том, что классическая частица может находиться либо в одном, либо в другом состоянии и никакие иные варианты невозможны, в то время как квантовая частица может быть также в состояниях другой природы, о которых говорят как о суперпозициях состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$:

$$a_1|1\rangle + a_2|2\rangle = |a_1, a_2\rangle. \quad (1)$$

Коэффициенты a_1 и a_2 , которые являются в общем случае комплексными числами, называются амплитудами вероятностей. Квадраты их модулей $|a_1|^2$, $|a_2|^2$ определяют вероятности w_1 , w_2 того, что при измерении, произведенном над частицей, находящейся в состоянии суперпозиции $|a_1, a_2\rangle$, она будет обнаружена в состоянии $|1\rangle$ или $|2\rangle$. Естественно, что сумма этих вероятностей равна 1. Это условие называют условием нормировки, а о множестве амплитуд вероятностей (в нашем случае их две: a_1 и a_2) говорят как о волновой функции, которая характеризует состояние частицы.

Использование вероятностных понятий для описания физических систем не является прерогативой квантовой механики. С таким описанием приходится иметь дело и в классической физике, если в ходе эксперимента состояние системы не определяется однозначно (например, состояние частицы в газе). В таком случае говорят о смеси различных состояний и характеризуют систему, указывая вероятности присутствия различных состояний в смеси. Представление о смеси возникает и в квантовой физике, если частица приготавливается по желанию экспериментатора то в состоянии $|1\rangle$, то в $|2\rangle$. В этом случае совокупность частиц, приготовленная указанным образом, также образует смесь.

Нетривиальность квантовых законов состоит в том, что они предусматривают возможность приготовления частицы в особых состояниях $|a_1, a_2\rangle$, являющихся суперпозициями состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Следует подчеркнуть, что суперпозиция принципиально отличается от смеси, хотя при измерении, имеющем целью ответить на вопрос о том, в каком из состояний $|1\rangle$ или $|2\rangle$ находится частица, мы всегда обнаруживаем ее в одном из этих состояний. Тем не менее предположение о том, что частица до измерения находилась в том состоянии, в котором мы ее обнаружили, противоречит эксперименту, если измерение проводится над частицей, находящейся в состоянии суперпозиции. Дело в том, что разница между смесью и суперпозицией подобна разнице между световыми полями, возникающими при наложении некогерентных и когерентных лучей. В первом случае лучи никогда не интерferируют, а во втором возможно наблюдение интерференции. Интерференцию состояний можно наблюдать также и в квантовом случае, если частица находится в состоянии суперпозиции $|a_1, a_2\rangle$, о котором часто говорят как о чистом состоянии. Напротив, в смесях интерференция невозможна. Интерференцию было бы невозможно понять, если бы частица до измерения действительно находилась в одном из состояний $|1\rangle$ или $|2\rangle$, просто неизвестно в каком именно. В дальнейшем мы будем говорить, что состояния, входящие в суперпозицию, являются когерентными, а в смесь — некогерентными. Чтобы понять, что происходит при измерении, надо учесть, что измерение, проводимое над микрочастицей, представляет собой конечное по величине реальное воздействие измерительного прибора на частицу, которое нарушает когерентность состояний, входящих в суперпозицию, и ведет к тому, что мы обнаруживаем частицу либо в одном, либо в другом из состояний. Подробнее этот вопрос обсуждается ниже.

Если в начальный момент времени частица находится в чистом состоянии и она остается изолированной от внешних воздействий на все время эксперимента, изменение ее волновой функции со временем подчиняется уравнению Шрёдингера. В нашем случае компонентами волновой функции

являются комплексные амплитуды $a_1(t)$, $a_2(t)$. При подходящем выборе их фаз уравнение Шрёдингера может быть записано в очень простом виде:

$$i\hbar \frac{da_1}{dt} = Va_2, \quad i\hbar \frac{da_2}{dt} = Va_1, \quad (2)$$

где \hbar – постоянная Планка, t – время, V – вещественный коэффициент, ответственный за переходы частицы из одного состояния в другое под влиянием внутренних взаимодействий в системе. Такие переходы называют квантовыми.

Теперь мы можем рассмотреть важный для понимания КЭЗ вопрос о том, как ведут себя при малых значениях времени t вероятности $w_1(t)$, $w_2(t)$ обнаружения частицы в каждом из состояний, если в начальный момент времени она находилась в первом (в таком случае $a_1(0) = 1$, $a_2(0) = 0$). Чтобы получить ответ на поставленный вопрос, обратимся ко второму уравнению в системе (2) и, считая, что при малых временах $a_1 \approx 1$, получим важное приближенное равенство $a_2 \approx Vt/(i\hbar)$. Понятно, что оно выполняется с хорошей точностью лишь при условии

$$\frac{|V|t}{\hbar} \ll 1. \quad (3)$$

Отсюда следует, что

$$w_2(t) = |a_2(t)|^2 \approx \frac{V^2 t^2}{\hbar^2}.$$

Тогда из условия нормировки мы приходим к нужному результату:

$$w_1(t) = 1 - w_2(t) \approx 1 - \frac{V^2 t^2}{\hbar^2}. \quad (4)$$

Отметим, что полученная зависимость от времени (4) для вероятности $w_1(t)$ обнаружения частицы в начальном состоянии $|1\rangle$ при малых временах, согласно которой скорость квантовых переходов ($-dw_1/dt = 2V^2 t/\hbar^2$) стремится к нулю при $t \rightarrow 0$, является универсальной для теории квантовых переходов и это одна из главных предпосылок возникновения КЭЗ.

Другая предпосылка возникновения КЭЗ, к рассмотрению которой мы переходим, основывается на квантовых представлениях о процессе измерения. Пусть в некоторый момент времени в ходе квантового процесса, описываемого уравнением Шрёдингера, проводится измерение, в результате которого частица обнаруживается либо в состоянии $|1\rangle$, либо в состоянии $|2\rangle$. Превращение суперпозиции состояний в одно из них в результате измерения называется редукцией волновой функции. Скачкообразное изменение волновой функции при редукции не подчиняется уравнению Шрёдингера, которое описывает плавные изменения со време-

нем волновых функций изолированных систем под влиянием внутренних взаимодействий в них. Акт измерения прерывает непрерывный квантовый процесс, формируя новое начальное состояние физической системы, с которого берет старт новый квантовый процесс, происходящий независимо от предыдущего.

Отложив важный для нас вопрос о физическом смысле редукции волновой функции до следующего раздела, перейдем непосредственно к описанию КЭЗ. Рассмотрим процесс радиоактивного распада, считая, что $|1\rangle$ – это состояние частицы внутри распадающейся системы, а $|2\rangle$ – вне нее. Поскольку в начальный момент времени частица находится внутри системы, то есть $a_1(0) = 1$, $a_2(0) = 0$, мы можем воспользоваться полученными выше результатами, в частности соотношением (4), выполняющимся при условии (3). Разделим T – полное время эксперимента – на n малых одинаковых интервалов Δt так, что для каждого из них выполняется условие (3): $|V|\Delta t/\hbar \ll 1$ и проведем в конце каждого интервала мгновенное измерение, результатом которого является обнаружение или необнаружение частицы вне распадающейся системы, то есть в состоянии $|2\rangle$. Если считать, что детектирующее устройство идеально, то есть оно не может случайно не заметить вылетевшую частицу, отсутствие сигнала детектора означает, что частица осталась внутри распадающейся системы. Таким образом, отрицательный результат измерения обеспечивает редукцию волновой функции частицы в то же самое состояние $|1\rangle$, в котором частица находилась в начальный момент времени. Вычислим теперь вероятность сложного события, состоящего в том, что за все время эксперимента T распад не произошел. Очевидно, что для этого каждое промежуточное измерение должно дать отрицательный результат. Но в таком случае после каждого промежуточного измерения частица возвращается в исходное состояние $|1\rangle$, так что вероятность отрицательного результата для всех промежуточных измерений будет одной и той же. Понятно, что эта вероятность равна вероятности w_1 того, что частица в конце каждого интервала Δt обнаруживается в состоянии $|1\rangle$. С учетом малости интервалов времени Δt между последовательными измерениями вероятность w_1 с хорошей точностью может быть найдена по формуле (4)

$$w_1 \approx 1 - \frac{V^2}{\hbar^2} \Delta t^2. \quad (5)$$

Поскольку все акты промежуточных измерений независимы, искомая вероятность W рассматриваемого сложного события (отсутствия распада за полное время эксперимента T) равна произведению вероятностей отрицательного исхода для всех промежуточных актов измерения:

$$W \equiv \left(1 - \frac{V^2}{\hbar^2} \Delta t^2\right)^n = \left(1 - \frac{V^2 T^2}{\hbar^2 n^2}\right)^n = \left(1 - \frac{A}{n^2}\right)^n.$$

Легко убедиться в том, что с ростом n величина W стремится к 1 при $n \rightarrow \infty$. В самом деле, используя хорошо известный замечательный предел для числа e , получим

$$W = \left[\left(1 - \frac{A}{n^2}\right)^{n^2/A} \right]^{A/n} \underset{n \rightarrow \infty}{\Rightarrow} e^{-A/n} \underset{n \rightarrow \infty}{\Rightarrow} 1. \quad (6)$$

Этот удивительный результат и представляет собой математическую формулировку КЭЗ. Следует заметить, что мы получили его используя упрощенную модель, в которой все множество возможных состояний частицы за пределами распадающейся системы заменили одним состоянием $|2\rangle$. К счастью, это не так существенно. Более строго, рассмотрение [1, 4] приводит к тому же результату (6), к которому мы пришли используя упрощенную модель. Теми же самыми оказываются и предпосылки возникновения этого результата.

ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ЗЕНОНА

Если внимательно проанализировать проведенный вывод, нетрудно понять, что возникновение КЭЗ обусловлено двумя главными причинами: многократной редукцией волновой функции частицы в начальное состояние $|1\rangle$ после каждого акта измерения, дающего отрицательный результат, и слишком малой скоростью радиоактивного распада на его начальной стадии, как это видно из соотношения (4). Причину, по которой скорость распада мала на его начальной стадии, легко понять, обратившись к первому из уравнений (2). Это уравнение свидетельствует о том, что скорость изменения амплитуды вероятности обнаружения частицы в состоянии $|1\rangle$, то есть внутри распадающейся системы, пропорциональна амплитуде вероятности a_2 обнаружения частицы за пределами системы в состоянии $|2\rangle$, когерентно связанном с состоянием $|1\rangle$. (Вспомним, что уравнение Шрёдингера (2) описывает изменение с течением времени волновой функции именно суперпозиции состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$, о которых в таком случае и говорят как о когерентно связанных друг с другом.) Понятно, что при небольших временах после начала распада, когда амплитуда a_2 еще мала, так как частица в основном локализована внутри распадающейся системы, скорость da_1/dt изменения амплитуды a_1 , которая определяет скорость распада, также будет малой. Этот удивительный результат, имеющий чисто квантовую природу, можно сформулировать следующим образом: для обеспечения заметной скорости радиоактивного распада необходимо, чтобы волновая функция частицы за пределами распадающейся системы была достаточно велика. В начальные моменты време-

ни, когда волновая функция частицы локализована в основном внутри распадающейся системы, скорость распада близка к нулю. Наблюдения за частицей во внешней области, дающие отрицательный результат, локализуют частицу внутри распадающейся системы, что понижает скорость распада. В этом и состоит суть КЭЗ. Остается, однако, неясным, как измерение, дающее отрицательный результат, при котором, казалось бы, нет никакого взаимодействия между частицей и детектором, может оказать влияние на процесс распада. Для ответа на этот непростой вопрос надо более детально разобраться с тем, как и почему измерение оказывает влияние на квантовые процессы.

Обратимся к известному мысленному эксперименту с двумя щелями, через которые проходит пучок частиц, подробно рассмотренному в “Фейнмановских лекциях по физике” [3]. Известно, что, если эксперимент ставится так, что в принципе невозможно выяснить, через которую из щелей прошла частица, на экране, расположенном позади щелей, возникает интерференционная картина. Наоборот, если, хотя бы в принципе, это возможно выяснить, интерференции нет. Часто для объяснения причины исчезновения интерференции ограничиваются ссылкой на соотношение неопределенностей Гейзенберга, согласно которому пространственная локализация частицы неизбежно вызывает появление дополнительной неопределенности ее импульса.

Выяснение того, через которую из щелей прошла частица, приводит к ее пространственной локализации, а появившаяся вследствие этого неопределенность поперечного импульса частицы вызывает наблюдаемое замывание интерференционной картины. Хотя такое рассуждение, безусловно, правильно, оно не вскрывает важных для нашего рассмотрения микроскопических аспектов исчезновения интерференции и необходимо глубже разобраться в причинах этого. Рассмотрим тот же мысленный эксперимент с двумя щелями, но дополнительно поместим в каждую из них микрочастицу, состояние которой может изменяться при взаимодействии с частицей, падающей на щели. В таком случае мы будем иметь дело со сложной микросистемой, состоящей из трех частиц: падающей и двух частиц в щелях. Процессы, происходящие в такой системе, можно описать полностью квантовомеханически без использования каких-либо ссылок на процедуру макроскопического измерения, основываясь на решении должным образом записанного уравнения Шрёдингера. Получающиеся при этом результаты весьма поучительны с точки зрения обсуждаемых нами проблем. Для их описания примем, что $|1\rangle$ и $|2\rangle$ — это состояния падающей частицы, прошедшей через первую и вторую щели соответственно. Не особенно сложный расчет показывает, что в случае, если падающая частица рассеялась на частицах в щелях упруго, то есть состояния последних при

рассеянии не изменилось, состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ оказываются когерентными и интерференция наблюдается. В случае же неупругого рассеяния, то есть рассеяния, в результате которого состояние одной из частиц в щелях изменилось, состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ становятся некогерентными и интерференция полностью исчезает.

Надо отметить, что проведенное рассмотрение отнюдь не является умозрительным. Его почти дословно повторяют при теоретическом описании процессов рассеяния медленных нейтронов кристаллами, содержащими магнитные ионы (то есть ионы, обладающие собственными магнитными моментами). Если нейтрон рассеивается упруго, не изменяя состояние ионов, его состояния, возникающие при рассеянии на различных ионах, когерентны. Их интерференция ведет к формированию сложной интерференционной картины, подобной той, которая возникает при рассеянии классической волны на трехмерной дифракционной решетке. По этой картине получают информацию об атомной и магнитной структурах кристаллов. Если же в ходе рассеяния нейтрона магнитное состояние иона изменяется, что вполне возможно, так как нейтрон обладает собственным магнитным моментом, состояния такого нейтрона, возникающие при рассеянии на различных ионах, некогерентны и такой нейтрон не принимает участия в формировании дифракционной картины.

Обобщая этот результат, можно сформулировать следующее важное утверждение. Микроскопической первопричиной нарушения когерентности различных квантовых состояний микрочастицы является не сам акт макроскопического наблюдения над ней (измерения), а предшествующие ему микропроцессы, в ходе которых рассматриваемая частица взаимодействует неупругим образом с окружающими частицами, изменяя состояния последних. Такое изменение фактически означает, что микрочастица оставляет след в окружающей среде и в соответствии с известными фейнмановскими принципами [3] она не может более принимать участия в формировании интерференционной картины. Если возникшее изменение микроскопического состояния среды в результате последующих процессов в ней вызывает наблюдаемый макроскопический эффект, мы будем иметь дело с реальным измерением, если нет, макроскопическое измерение не будет иметь места, однако в обоих случаях первичное микроскопическое неупругое взаимодействие между исследуемой микрочастицей и окружающей средой влияет на частицу аналогично, нарушая когерентность ее различных состояний, так как в обоих случаях при рассеянии частицы в среде остается микроскопический след, помечающий атом, на котором произошло рассеяние.

Наглядным свидетельством правильности такого утверждения служит приведенный выше пример

рассеяния медленных нейтронов кристаллами. При очень тщательной постановке эксперимента в принципе можно определить, на каком из атомов произошло неупругое рассеяние нейтрона. Если это сделать, появляется возможность сказать о том, что произведено измерение, вызвавшее определенную редукцию волновой функции нейтрона. Такое измерение на самом деле никогда не производится, но это совершенно не мешает появлению группы некогерентно рассеянных нейтронов, возникающих, как известно, именно благодаря процессам неупругого рассеяния нейтронов в кристалле. Разница между случаями, когда измерение произведено и когда оно не произведено, но изменение микроскопического состояния среды имеет место, лишь в том, что в первом случае мы получаем точную информацию о том, какое изменение в среде произошло и в какое именно состояние редуцировалась волновая функция рассеивающегося нейтрона, во втором же случае мы такой информации не получаем, но понимаем, что суперпозиция когерентных состояний нейтрона, возникших при рассеянии на разных атомах в среде, за счет неупругих взаимодействий нейтрона с этими атомами превратилась в смесь некогерентных состояний, заведомо способных интерферировать друг с другом.

Сказанное снимает налет таинственности, который неизбежно возникает при обсуждении вопроса о влиянии наблюдения на квантовые процессы. На самом деле на эти процессы оказывает влияние не сам акт наблюдения, а реальные микроскопические неупругие взаимодействия между исследуемой частицей и частицами окружающей среды, нарушающие когерентность состояний частицы, испытавшей такие взаимодействия. Последнее обстоятельство определяет одно из главных отличий квантовой физики от классической: в классической физике предполагается возможным неограниченное уменьшение силы взаимодействия между физическими системами, что позволяет, по крайней мере в принципе, получать информацию об исследуемой системе, не возмущая ее. В квантовой физике любое измерение, поскольку оно начинается с микроскопического возбуждения в активной среде измерительного прибора, неизбежно влияет на исследуемый квантовый процесс, нарушая когерентность различных состояний исследуемой микросистемы.

Приведенные соображения, однако, еще недостаточны для понимания природы КЭЗ, поскольку реальных неупругих взаимодействий между вылетающей частицей и окружающей средой в условиях возникновения КЭЗ нет. Нам необходимо принять во внимание еще одно нетривиальное обстоятельство. Согласно квантовой теории, микроскопические возбуждения, возникающие в среде при взаимодействиях с ней частицы, могут быть как реальными, так и виртуальными. В первом случае состояние среды изменяется необратимым образом, во втором среда

возбуждается на короткое время, а затем возбуждение полностью исчезает, и среда восстанавливает свое исходное состояние. Взаимодействие между исследуемой микрочастицей и средой, в ходе которого в среде на короткое время возникнет виртуальное возбуждение, ведет к упругому рассеянию частицы в среде, так как частица никаких следов своего движения не оставляет, однако это упругое рассеяние специфично. Оно не разрушает интерференцию, но ведет к уменьшению волновой функции частицы, если наряду с процессом виртуального возбуждения среды возможны аналогичные реальные процессы.

Для иллюстрации сказанного рассмотрим прохождение световых квантов — фотонов через кристалл, способный поглощать фотоны. Если кристалл достаточно тонок, часть фотонов пройдет через него, не вызвав в нем никаких возбуждений. В то же время очевидно, что волновая функция таких фотонов существенно уменьшится по сравнению с ее начальным значением за счет процессов поглощения в кристалле. Вполне законен вопрос о том, как получается, что на волновую функцию, характеризующую состояние фотонов, прошедших через кристалл без поглощения, существенное влияние оказывает сама возможность существования таких процессов. Известно, что для ответа на этот вопрос надо учесть, что фотоны, прошедшие через кристалл без поглощения, тем не менее испытывали в кристалле упругое рассеяние, обусловленное процессами их виртуального поглощения и последующего излучения. Установлено, что, если энергии фотонов достаточно велики для возникновения в кристалле реальных возбужденных состояний (энергии фотонов превышают ширину запрещенной щели), параметры упругого рассеяния фотонов атомами кристалла (амплитуды рассеяния) оказываются такими, чтобы обеспечить необходимое затухание волновой функции фотона. Таким образом, мы приходим к важному заключению о том, что даже виртуальные взаимодействия квантовой частицы с окружающей средой, которые не сопровождаются появлением в последней реальных изменений, способны оказывать существенное влияние на эффекты, связанные с интерференцией различных квантовых состояний частицы. Этот вывод и позволяет полностью понять природу КЭЗ.

Прежде чем переходить к рассмотрению вопроса, несколько изменим задачу так, чтобы сделать дальнейшее изложение более реалистичным. Дело в том, что в рамках традиционного подхода к описанию КЭЗ, как мы видели выше, в ходе распада необходимо провести большое число последовательных измерений, результатом каждого из которых является обнаружение (или необнаружение, что и представляет наибольший интерес) частицы во внешнем пространстве. При этом надо быть уверенным, что при каждом измерении мы случайно не пропустили вылетевшей частицы, хотя длитель-

ность каждого измерения предполагается неограниченно малой. Поставить реальный эксперимент, удовлетворяющий указанным требованиям, чрезвычайно сложно. Гораздо реалистичнее считать, что исследуемая распадающаяся система все время находится в активной среде детектора (в переохлажденном паре в камере Вильсона или в перегретой жидкости в пузырьковой камере). При этом частица, вылетающая при распаде, естественно, фиксируется не сразу после ее вылета, а спустя некоторое время, которое определяется временем ее свободного движения в среде. Для обеспечения непрерывного идеального измерения, которое и должно приводить к возникновению КЭЗ, в таком случае надо потребовать, чтобы длина свободного пробега вылетающей частицы в активной среде детектора стремилась к нулю. Такой предельный случай как раз соответствует бесконечно частому проведению идеальных неограниченно кратких актов измерения, которые в согласии со сказанным должны предотвращать распад.

Возможность реальных неупругих взаимодействий между вылетающей частицей и средой детектора (а именно эти взаимодействия и являются необходимой предпосылкой для акта измерения) обуславливает, как объяснялось выше, затухание в окружающей среде волновой функции частицы, вылетающей при распаде. Используя введенную выше терминологию, мы можем сказать, что взаимодействие вылетающей частицы со средой детектора приводит к уменьшению амплитуды вероятности a_2 присутствия частицы за пределами распадающейся системы в состоянии $|2\rangle$, когерентно связанном с состоянием $|1\rangle$ внутри системы. Однако, как было показано, при уменьшении амплитуды a_2 скорость распада убывает, стремясь в пределе к нулю при $a_2 \rightarrow 0$. В результате мы вновь приходим к утверждению о невозможности радиоактивного распада при условии осуществления такого непрерывного контроля за вылетающей частицей, в ходе которого частица регистрируется немедленно после ее вылета за пределы распадающейся системы. Теперь мы, однако, понимаем, что причиной возникновения такого парадоксального эффекта является реальное взаимодействие между рассматриваемой частицей и активной средой детектора, которое должно быть очень сильным, если мы хотим обеспечить режим идеального измерения, при котором вылетающая частица имеет нулевую длину свободного пробега в активной среде детектора. При таком взгляде на квантовый эффект Зенона он теряет таинственность.

Остается только понять, начиная с каких длин свободного пробега вылетающей частицы в активной среде детектора можно наблюдать уменьшение скорости радиоактивного распада. Оценки показывают, что эти длины должны быть очень маленькими, порядка размеров распадающейся системы. Обеспечить такие длины свободного пробега для

случая реальных систем, испытывающих радиоактивный распад, практически невозможно. Таким образом, для физики радиоактивного распада КЭЗ является эффектом, возможным лишь в принципе, хотя и очень интересным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Квантовая механика, возникшая более 70 лет назад, является в настоящее время вполне завершённым разделом современной физики, однако и в этой области, как убедительно свидетельствует история обнаружения и исследования квантового эффекта Зенона, возможны неожиданные и нетривиальные явления, для понимания которых требуются новые подходы к известным проблемам. Квантовый эффект Зенона не единственный нетривиальный эффект, обнаруженный в квантовой физике за последнее время, но один из наиболее интригующих и красивых.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Misra B., Sudarshan E.C.G.* // J. Math. Phys. 1977. Vol. 18. P. 756–763.
2. *Itano W.M., Heinzen D.J., Bollinger J.J., Wineland D.J.* // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 41. P. 2295–2300.
3. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. М.: Мир, 1966. Т. 8. 271 с. (Квантовая механика; 1).
4. *Садбери А.* Квантовая механика и физика элементарных частиц. М.: Мир, 1989. 487 с.

* * *

Ростислав Викторович Ведринский, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической и вычислительной физики Ростовского университета. Возглавляет отдел теоретической физики научно-исследовательского института физики РГУ. Основная тематика научной работы – теория тонкой структуры рентгеновских и электронных спектров. Автор двух монографий и более 200 публикаций.