

УДК 539.16.01:539.144.7

© 1995 г. А. Д. ПАНОВ

КВАНТОВЫЙ ПАРАДОКС ЗЕНОНА И РАСПАД ИЗОМЕРА  $^{235}\text{U}$  В ВЕЩЕСТВЕ

Известный квантовый парадокс Зенона рассматривается с микроскопической точки зрения применительно к случаю наблюдения радиоактивного распада. Показано, что некоторые родственные этому парадоксу явления могут оказывать влияние на постоянную распада изомера  $^{235\text{m}}\text{U}$  при имплантации его в металлические матрицы. Нельзя исключить и возможность полного замораживания распада.

Ядро  $^{235}\text{U}$  имеет необычно низкое первое возбужденное состояние  $1/2^+$ , которое является изомерным и разряжается в основное состояние  $7/2^-$  с периодом полураспада обычно около 26 мин путем практически полной конверсии  $E3$ - $\gamma$ -перехода [1, 2]. Так как энергия перехода составляет всего  $76,8 \pm 0,5$  эВ [3], то конверсия идет на оболочках атома, принимающих активное участие в химической связи. Это в основном  $6p_{1/2}$ -оболочка атома U с энергией связи  $\sim 30$  эВ и  $6p_{3/2}$ -оболочка с энергией связи  $\sim 20$  эВ. Имеются основания ожидать, что будут наблюдаться заметные вариации постоянной распада изомера с изменением его химического окружения [4, 5]. Действительно, такие вариации уже давно были обнаружены экспериментально и изучались в работах [6—12], их относительная величина составляет несколько процентов. В [13, 14] приготовление образцов и измерения проводились по новой методике, в ходе их была выявлена возможность почти полной остановки распада изомера урана при имплантации его в матрицу из серебра. Такой гигантский эффект не может быть связан с деформацией электронных оболочек атома при образовании химической связи [15] и требует для своего объяснения привлечения каких-то новых механизмов. Поиски таких механизмов ведутся [16—18], однако в настоящее время задачу нельзя считать полностью решенной.

На одно из возможных направлений поиска указывают качественные соображения, связанные с так называемым квантовым парадоксом Зенона (КПЗ) [19—21]. Поясним, в чем его суть.

Одним из положений, лежащих в основании квантовой теории, является постулат, описывающий измерение, проводимое над квантовой системой макроскопическим прибором. Впервые он был явно сформулирован Дираком [22, § 10] и подробно исследован фон Нейманом [23, гл. III—VI]. Этот постулат состоит из двух частей и в частном случае невырожденных собственных значений оператора наблюдаемой величины может быть сформулирован следующим образом. Пусть перед измерением наблюдаемой величины  $A$  квантовая система находилась в состоянии  $|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle$ , где  $A|n\rangle = a_n |n\rangle$ .

Тогда

(i) При измерении наблюдаемой  $A$  с вероятностью  $|c_n|^2$ , будет получено значение  $a_n$ ;

(ii) Если измерение дало значение  $a_n$ , то сразу после измерения система находится в состоянии  $|n\rangle$ . Скачкообразное изменение вектора состояния  $|\psi\rangle$  к собственному вектору  $|n\rangle$  согласно пункту (ii) называется редукцией, или коллапсом волновой функции.

Если первая часть постулата обычно принимается, то с коллапсом волновой функции связаны многочисленные проблемы [24, § 5.2, 5.3]. Ярким выражением этого факта является то, что даже в классических монографиях можно встретить противоположные суждения относительно поведения волновой функции при измерениях (ср., например, [22, § 10] и [25, § 7]). Одной из таких проблем является КПЗ. Он связан с попыткой ввести понятие непрерывного измерения в квантовую механику.

Аргументы, приводящие к КПЗ, рассмотрены во многих работах и в той или иной форме сводятся в основном к следующему. Пусть в момент времени  $t=0$  система находится в состоянии  $|\psi_0\rangle$  и проводится непрерывное измерение, имеющее своей целью определить, находится ли система все еще в состоянии  $|\psi_0\rangle$  или уже покинула его. Можно считать, что измеряется наблюдаемая величина, описываемая оператором  $|\psi_0\rangle\langle\psi_0|$ . Типичным случаем непрерывного измерения является наблюдение радиоактивного распада с помощью постоянно включенного детектора, который должен зарегистрировать какие-то распадающие частицы в случае их появления. Положения (i, ii) не описывают непосредственно непрерывное измерение, поэтому представим непрерывное измерение как цепочку дискретных измерений в моменты времени  $\tau, 2\tau, \dots$ , имея в виду затем устремить  $\tau$  к нулю. Другая возможность состоит в представлении непрерывного измерения как стохастически распределенного во времени дискретного, однако суть метода от этого не меняется. Существенно иной альтернативы постулаты (i, ii), по-видимому, не дают. Свободную эволюцию системы от  $t=0$  до  $t=\tau$  представим в виде

$$|\psi(t)\rangle = \exp(-iHt)|\psi_0\rangle = |\psi_0\rangle F(t)\exp(-i(H)t) + |\psi'(t)\rangle, \quad (1)$$

где  $H$  — гамильтониан свободной системы,  $(H) = \langle\psi_0|H|\psi_0\rangle$ ,  $\langle\psi_0|\psi'(t)\rangle = 0$ . Здесь, как и везде далее,  $\hbar = 1$ . Согласно (i) с помощью (1) найдем, что с вероятностью  $p(\tau) = |F(\tau)|^2$  система при измерении в момент  $\tau$  будет найдена в состоянии  $|\psi_0\rangle$ . Согласно (ii) она при этом коллапсирует к  $|\psi_0\rangle$  — регенерируется начальное состояние. В момент следующего измерения  $2\tau$  вероятность обнаружить систему в состоянии  $|\psi_0\rangle$  изменится еще в  $p(\tau)$  раз за счет свободной эволюции из состояния  $|\psi_0\rangle$  и еще может увеличиться за счет обратных переходов из ортогональных состояний, которые тоже могли быть созданы в момент  $\tau$ .

$$p(2\tau) \geq p(\tau)p(\tau) = p(\tau)^2.$$

Рассуждая аналогично, найдем, что в момент  $t$  система окажется в состоянии  $|\psi_0\rangle$  с вероятностью

$$p(t) \geq [p(\tau)]^{t/\tau} = \exp\{t(\ln p(\tau))/\tau\}. \quad (2)$$

Устремим теперь  $\tau$  к нулю. Удерживая в экспонентах члены до второго порядка по  $\tau$ , найдем,

$$p(\tau) = |F(\tau)|^2 = 1 - \langle(H^2) - (H)^2\rangle\tau^2 + o(\tau^2). \quad (3)$$

Подставляя (3) в (2) и сохраняя первый не исчезающий член от логарифма, получим

$$p(t) \geq \exp\{-t(\langle(H^2) - (H)^2\rangle)\tau\},$$

что в пределе  $\tau \rightarrow 0$  дает  $p(t) \equiv 1$  — система «замерзает» в начальном состоянии. В этом состоит КПЗ.

В большинстве работ, посвященных КПЗ, рассматриваются не непрерывные, а квазинепрерывные процессы измерения. Типичным процессом такого рода является наблюдение траектории нестабильной частицы в пузырьковой камере. В этом случае можно считать, что коллапс волновой функции происходит не чаще, чем соударения движущейся частицы с атомами вещества, поэтому нет необходимости устремлять  $\tau$  к нулю. Вместо этого можно предположить стоха-

стический характер распределения коллапсов во времени с конечной средней частотой. Такой механизм даст ряд интересных следствий, но парадокс снимается [20, 26—31]. Аналогичный случай имеет место при искусственных периодических возмущениях системы, как в работах [32, 33]. Все эти ситуации являются частными случаями активных непрерывных измерений, когда в эволюцию системы вносится явное внешнее возмущение.

Значительно менее изучен случай пассивных непрерывных измерений, к которым относится и наблюдение радиоактивного распада. При пассивном измерении информация об объекте получается не в результате того, что некоторое событие происходит, а из-за того, что событие не происходит: пока не зарегистрированы продукты распада, мы непрерывно получаем информацию о том, что ядро все еще находится в возбужденном состоянии. При описании таких измерений имеется две трудности: во-первых, измерение является истинно непрерывным, во-вторых неясно, можно ли предполагать редукцию состояния системы только из-за того, что некоторое событие могло произойти, но не произошло [28]. Следует ожидать, что первая трудность как-то снимается тем, что реакция детектора на распад не может быть мгновенной, поэтому естественно возникает некоторая минимальная длительность измерения, замещающая средний промежуток времени между последовательными дискретными редукциями волновой функции в случае активных измерений. Вторая трудность, однако, остается.

Все же предположим, что и в случае непрерывного пассивного измерения КПЗ качественно воспроизводит влияние наблюдения на систему. В качестве непрерывного пассивного измерения в дальнейшем будем иметь в виду исключительно наблюдение радиоактивного распада. Регистрация распада связана с взаимодействием продуктов распада с веществом детектора. Последнее заключается главным образом в передаче части энергии распадающей частицы детектору с тем, чтобы вызвать в нем дальнейшие лавинообразные процессы [34, § 13] (т. е. в неупругом рассеянии распадающей частицы на детекторе). Главным здесь является необратимый характер процесса, поэтому детектор должен обладать очень большим числом состояний (континуумом). Можно предположить, что чем меньше времени пройдет от распада до первого неупругого рассеяния распадающей частицы на детекторе, тем сильнее будет проявляться КПЗ, если он вообще в этом случае возможен.

Вернемся к распаду изомера  $^{235}\text{U}$  в веществе. Одной из особенностей, отличающих данный распад, является относительно очень сильное неупругое рассеяние конверсионных электронов в веществе, особенно если это вещество является хорошим проводником электричества, таким, как серебро. Действительно, характерной кинетической энергии электронов (около 50 эВ) отвечает длина волны электрона 0,17 нм. В то же время длина свободного пробега электронов такой энергии до неупругого рассеяния тоже составляет десятки доли нанометра. Так, по экспериментальным данным [35] длина свободного пробега может достигать долей монокристаллического слоя, т. е. порядка 0,1 нм, в соответствии с расчетами (статистическая модель электронного газа) [36] для металлов эта величина составляет 0,35—0,50 нм. Таким образом, длина волны электрона оказывается порядка «неупругой» длины свободного пробега, и в этом смысле конечные состояния конверсионного электрона плохо определены. Уже на основании только этого естественно ожидать заметного влияния неупругого рассеяния электронов на вероятность конверсии. Как мы видели выше, интенсивность рассеяния может быть параметром, определяющим степень проявления КПЗ, тем самым распад изомера  $^{235}\text{U}$  в веществе может быть как раз тем случаем, когда эффекты, родственные КПЗ, могут проявиться.

Больше мы не будем апеллировать к аргументации типа КПЗ. Вместо этого мы попытаемся изучить возможность влияния неупругого рассеяния электронов конверсии на распад изомера урана в веществе исходя из «первых принципов». Для этого последовательно рассмотрим эволюцию объединенной квантовой системы (ядро + продукты распада + рассеиватель). Подобная постановка задачи не

является совершенно новой. В контексте КПЗ похожие задачи рассматривались в [37—39], однако вместо реалистичной модели рассеивающей среды или другого детектора использовалась модель «идеального детектора» в той или иной модификации. Основной чертой такого детектора является то, что он срабатывает, не возмущая конечных состояний исследуемой системы. В явном виде наблюдение распада рассматривалось только в [37], при этом в модели идеального детектора был воспроизведен КПЗ. В [39] радиоактивный распад рассматривался только в качестве, причем аргументировался вывод, что эффект всегда очень мал. В [38] рассматривались только переходы между дискретными сторонами явления, этим в [37—39] основное внимание уделялось принципиальной стороне явления, поэтому их результаты оказываются трудноприложимыми к реальным системам. Более реалистичная модель рассмотрена в работе [40], однако неупругое рассеяние продуктов распада учитывалось только в первом порядке теории возмущений, поэтому от этой работы невозможно перейти к наиболее интересному случаю сильного рассеяния. В нашем подходе мы отказываемся от упрощений, принятых в [37—40].

Рассмотрим систему, совершающую спонтанный переход из возбужденного состояния в основное, передавая избыток энергии некоторому «полю». Для определенности будем иметь в виду ядро, совершающее полностью конвертированный  $\gamma$ -переход. Роль поля при этом выполняет оболочка атома, которая сначала находится в основном состоянии (вакуум поля), а затем содержит дырку и конверсионный электрон в непрерывном спектре. Процессами релаксации в оболочке атома пренебрежем, считая их очень медленными по сравнению с характерным временем рассеяния электронов. Будем предполагать, что ядро со всех сторон окружено веществом — рассеивателем, так что обеспечена 100%-ная вероятность неупругого рассеяния конверсионного электрона. В соответствии с этим рассмотрим следующую модель.

Двухуровневая система  $X$  («ядро») под действием не зависящего от времени возмущения  $V$  совершает переход из возбужденного состояния  $|x_0\rangle$  в основное состояние  $|x_1\rangle$  с возбуждением системы  $Y$  (оболочка атома) из основного состояния  $|y_0\rangle$  в континуум  $|y_\xi\rangle$ . Система  $Y$  в своих возбужденных состояниях  $|y_\xi\rangle$  взаимодействует с системой  $Z$  (рассеивающая среда) посредством не зависящего от времени возмущения  $W$ . Система  $Z$  из своего начального состояния  $|z_0\rangle$  под действием  $W$  переходит в континуум  $|z_\mu\rangle$ . Вся система имеет гамильтониан

$$H = H_X + H_Y + H_Z + V + W = H_0 + V + W,$$

где  $H_X$ ,  $H_Y$ ,  $H_Z$  — соответственно невозмущенные гамильтонианы систем  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ . Коль скоро речь идет о конверсионном электроне, то  $H_Y$  должен включать в себя эффективный потенциальный рельеф, создаваемый для него атомным окружением твердого тела, поэтому собственные функции гамильтониана  $|y_\xi\rangle$  должны включать в себя все эффекты упругого рассеяния в соответствии с [18]. Все функции дискретного спектра предполагаются нормированными на 1, непрерывного — на  $\delta$ -функцию. Для собственных значений энергии невозмущенных гамильтонианов используем обозначения вида  $E_S$ , где  $S$  — индекс системы ( $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ ),  $i$  — индекс состояния. В качестве начала отсчета энергии выберем  $E_Y \equiv 0$ . Без ограничения общности диагональные элементы операторов  $V$  и  $W$  для всех собственных функций  $H_0$  считаем равными нулю. Кроме того, операторы  $V$  и  $W$  обладают следующими существенными для дальнейшего свойствами:

$$W|x_0\rangle|y_0\rangle|z_0\rangle = 0,$$

$$\langle x_1|y_\xi\rangle\langle z_\mu|W|x_1\rangle|y_\xi\rangle|z_0\rangle \neq 0,$$

$$\langle x_1|y_\xi\rangle\langle z_\mu|V|x_0\rangle|y_0\rangle|z_\mu\rangle = v(\xi)\delta(\mu_2 - \mu_1).$$

(4а) и (4б) означают, что  $W$  не может вызывать переходов в системе  $X$ , но может вызывать неупругое рассеяние возбужденных состояний системы  $Y$  с возбуждением системы  $Z$ ; (4в) означает, что  $V$  отвечает за переходы в системе  $X$  с возбуждением системы  $Y$  и ни за что более. Мы рассматриваем распад из состояния

$$|\psi(0)\rangle \equiv |\psi_0\rangle = |x_0\rangle|y_0\rangle|z_0\rangle, \quad (5)$$

отвлекаясь от способа его приготовления, что можно делать, если время жизни  $|\psi_0\rangle$  достаточно велико [41, гл. 8, §2]. Положим

$$H_0|\psi_0\rangle = \mathcal{E}_0|\psi_0\rangle, \quad \mathcal{E}_0 = E_X^0 + E_Z^0.$$

Возмущение  $V$  будем считать малым, возмущение  $W$ , вообще говоря, немалым. Рассмотрим эволюцию объединенной системы  $X + Y + Z$  из начального состояния  $|\psi_0\rangle$  (5) в этих предположениях. Основная тонкость задачи состоит в том, что  $W$  следует учитывать непертурбативно. Будем развивать теорию возмущений только для взаимодействия  $V$ . В соответствии с этим перейдем в представлении взаимодействия следующим образом:

$$|\psi_t\rangle = \exp[i(H_0 + W)t]|\psi(t)\rangle,$$

$$V_t(t) = \exp[i(H_0 + W)t]V\exp[-i(H_0 + W)t],$$

$$i\frac{d|\psi_t(t)\rangle}{dt} = V_t(t)|\psi_t(t)\rangle, \quad (6а)$$

$$|\psi_t(0)\rangle = |\psi_0\rangle. \quad (6б)$$

Решая уравнение (6а) с начальным условием (6б) во втором порядке теории возмущений, найдем амплитуду распада начального состояния:

$$F(t) \equiv \langle\psi_0|\psi_t(t)\rangle = 1 - \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \langle\psi_0|V_t(t_1)V_t(t_2)|\psi_0\rangle. \quad (7)$$

Дифференцируя (7) по  $t$ , получим:

$$\frac{dF(t)}{dt} = - \int_0^t dt_1 \langle\psi_0|V_t(t_1)V_t(t_1)|\psi_0\rangle. \quad (8)$$

В предположении, что распад состояния  $|\psi_0\rangle$  экспоненциален,

$$F(t) = \exp(-\gamma t),$$

найдем постоянную распада  $\gamma$ :

$$\gamma = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t dt_1 \langle\psi_0|V_t(t_1)V_t(t_1)|\psi_0\rangle \quad (9)$$

и вероятность распада в единицу времени

$$\Gamma = 2R\text{Re}\gamma.$$

Введем вектор

$$|\Phi\rangle = V|\psi_0\rangle = |x_1\rangle|\bar{y}\rangle|z_0\rangle. \quad (4а)$$

Он (с точностью до нормировки) имеет смысл состояния системы  $X + Y + Z$ , которое виртуально возникает в первое мгновение после распада [24]. Преобразуем формулу (9), используя вектор  $|\Phi\rangle$ :

$$\gamma = \int_0^\infty q(t)D(t)dt, \quad (10)$$

$$q(t) = \exp(i\mathcal{E}_0 t) \langle \Psi | \exp(-iH_0 t) | \Psi \rangle, \quad (11)$$

$$D(t) = \frac{\langle \Psi | \exp[-i(H_0 + W)t] | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \exp(-iH_0 t) | \Psi \rangle}. \quad (12)$$

Подынтегральное выражение в формуле (10) факторизовалось на два множителя (11) и (12), один из которых ( $q$ ) определяется только свойствами системы без рассеяния электронов, а другой ( $D$ ) полностью описывает рассеяние.

Функцию  $D(t)$  можно рассматривать как обобщение амплитуды нераспада на случай устойчивости состояния, пригтовленного в форме волнового пакета в непрерывном спектре, относительно неупругого рассеяния. Действительно, функция  $D(t)$  обладает свойствами, аналогичными свойствам амплитуд нераспада дискретных состояний. В начале процесса всегда  $D(0) = 1$ . Если  $W = 0$ , то  $D(t)$  тождественно равно единице (нет рассеяния). Знаменатель выражения (12) описывает естественное рассасывание волнового пакета  $|\Psi\rangle$  под действием невозмущенного гамилтониана  $H_0$  (уход продуктов распада из области реакции). Числитель описывает такое же рассасывание, но к естественной эволюции добавляется диссипация состояния  $|\Psi\rangle$ , за счет неупругого рассеяния под действием взаимодействия  $W$ . Таким образом, все выражение (12) описывает ту часть рассасывания конечного состояния  $|\Psi\rangle$ , которая связана только с неупругим рассеянием. Так как неупругое рассеяние продуктов распада происходит по предположению со 100%-ной вероятностью, то разумно предположить, что  $D(t)$  стремится к нулю при  $t \rightarrow \infty$ . Можно также предположить, что функция  $|D(t)|^2$  спадает за характерное время  $\tau_{\text{ф}}$  порядка реального времени жизни конверсионного электрона до неупругого рассеяния. Последние два утверждения можно строго доказать в модели идеального детектора [37—39], однако мы не будем к ней прибегать. Вместо этого ниже будут приведены аргументы в пользу такого поведения, основанные на экспериментальных данных. Функцию  $D(t)$  будем называть диссипативным фактором рассеяния. Эффективное время рассеяния можно ввести, например, как

$$\tau_{\text{ф}} = \int_0^{\infty} |D(t)|^2 dt.$$

Введем также для дальнейшего использования обозначение

$$\lambda = 1/\tau_{\text{ф}}$$

Получим явное выражение функции  $q(t)$  через матричные элементы оператора  $V$ . Будем считать, что индекс состояния  $\xi$  в функциях  $|\psi_{\xi}\rangle$  представляет собой совокупность энергии  $E$  и прочих квантовых чисел  $\alpha$ , так что  $d\xi = dE d\alpha$ . Тогда, используя матричные элементы (4в), введем функцию

$$V(E) = \int |\psi(E, \alpha)|^2 d\alpha,$$

которая имеет смысл квадрата матричного элемента оператора  $V$ , отвечающего энергии  $E$  и взятого с учетом соответствующего фазового объема. Тогда из формулы (11) легко получить

$$q(t) = \exp(i\omega t) \int V(E) \exp(-iEt) dE, \quad (13)$$

где  $\omega = E_{\text{х}}^0 - E_{\text{я}}^{\text{х}}$  — энергия перехода ядра. Подставляя (13) в (10) и меняя порядок интегрирования, найдем новое выражение для  $\gamma$ :

$$\gamma = \int V(E) \Delta(E - \omega) dE, \quad (14)$$

$$\Delta(E) = \int_0^{\infty} \exp(-iEt) D(t) dt. \quad (15)$$

Формула (14) для вероятности распада в единицу времени даст

$$\Gamma = \int V(E) R(E - \omega) dE, \quad (16)$$

где

$$R(E - \omega) = 2 \operatorname{Re} [\Delta(E - \omega)].$$

Выражения (14) и (16) являются обобщением известного Золотого правила Ферми на случай нестабильных конечных состояний. Действительно, в предельном случае отсутствия рассеяния  $D(t) \equiv 1$  и формула (15) даст

$$\Delta(E)|_{W=0} = \int_0^{\infty} \exp(-iEt) dt = \pi \delta(E) - iP \frac{1}{E},$$

откуда из (14) и (15) соответственно получаем

$$\gamma|_{W=0} = \pi V(\omega) - iP \int \frac{V(E)}{E - \omega} dE, \quad (17)$$

$$\Gamma|_{W=0} = 2\pi V(\omega). \quad (18)$$

Выражение (17) есть хорошо известное выражение для постоянной распада, содержащее константу затухания и сдвиг уровня, (18) — обычное Золотое правило.

Физический смысл формулы (16) достаточно прост. В обычном выражении (18) из всех возможных матричных элементов  $V(E)$  отбирается матричный элемент только при  $E = \omega$  за счет закона сохранения энергии, для чего требуется бесконечно долгое существование невозмущенного конечного состояния. В случае конечного времени жизни конечного состояния выполнение закона сохранения энергии ограничено принципом неопределенности энергия — время, благодаря чему в подынтегральном выражении в формуле (16) вместо  $\delta$ -функции возникает функция  $R$ , имеющая конечную ширину.

Вернемся к обсуждению КПЗ. Ширина распределения  $V(E)$ , обозначим ее  $S$ , обычно очень велика, но конечна. Функция  $q(t)$  с точностью до множителя, равного по модулю единице, является фурье-образом  $V(E)$ , поэтому она очень быстро, за времена порядка  $1/S$ , спадает до величин, много меньших начального значения  $q(0)$ . Из формулы (10) следует, что если  $|D(t)|^2$  спадает много быстрее  $q(t)$ , т. е.  $\tau_{\text{ф}} \ll 1/S$ , происходит «замораживание» радиоактивного распада:  $\gamma \rightarrow 0$ . Этот результат воспроизводит КПЗ. Видно, что критическим параметром, с которым связана величина эффекта, является характерное время рассеяния электронов  $\tau_{\text{ф}}$  — в терминологии теории измерений это есть эффективное время реакции детектора на распад.

В связи с полученным результатом можно дать совершенно определенный ответ на вопрос о том, имеет ли место обратное влияние со стороны детектора на распадающую систему при пассивном наблюдении. Такое влияние в принципе определено существует, но оно не сводится к простой последовательности редукций волновой функции ядра. Это следует уже из того, что диссипативный фактор  $D(t)$  является, вообще говоря, комплексной величиной.

Воспроизведение КПЗ при описании эволюции системы из первых принципов интересно с принципиальной точки зрения, но совершенно бесполезно с практической. Жесткий режим зеноновского замораживания при  $\tau_{\text{ф}} \ll 1/S$  скорее всего недостижим ни в одной реальной системе, совершающей спонтанный квантовый переход типа радиоактивного распада. Однако, как будет показано ниже, принципиально возможен ряд наблюдаемых «мягких» эффектов, возникающих

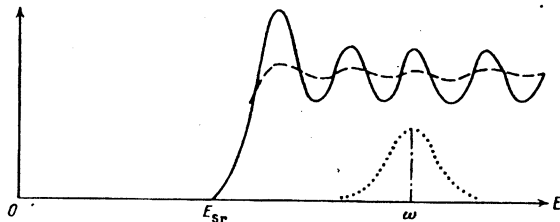


Рис. 1. Подавление интерференции при неупругом рассеянии электронов. Сплошная линия —  $2\Delta V(E)$ , пунктир —  $R(E - \omega)$ , штриховая — наблюдаемая вероятность конверсии

при значительно больших временах  $\tau_{\text{эф}}$ , в том числе и мягкое замораживание распада. Перейдем к обсуждению этих явлений.

Диссипативный фактор  $D(t)$  может быть представлен в виде

$$D(t) = \rho(t) \exp[i\phi(t)]; \quad \rho(0) = 1, \quad \phi(0) = 0, \quad (19)$$

где  $\rho(t)$  и  $\phi(t)$  — действительные функции. Выше приводились аргументы качественного характера, согласно которым  $|D(t)|^2 \rightarrow 0$  при  $t \rightarrow \infty$ . Теперь мы дополним эти аргументы новыми и одновременно получим первый мягкий зеноновский эффект.

В работе [18] было показано, что отражение волны конверсионного электрона от атомов первой координационной сферы может приводить к сложным интерференционным явлениям, благодаря чему функция  $V(E)$  будет иметь осциллирующий вид, подобный приведенному на рис. 1. Хорошо известно, что это же явление прослеживается в поведении сечений фотоионизации вблизи и за порогом фотоэффекта, это так называемые эффекты XANES и EXAFS [42, 43]. Несколько упрощая, можно представить себе, что волна конверсионного электрона доходит до атомов первой координационной сферы, упруго отражается от них, возвращается к конвертирующему ядру, там интерферирует сама с собой, меняя свою амплитуду на ядре и, следовательно, матричный элемент  $V(E)$ . Очевидно, что если на атомах первой координационной сферы наряду с упругим отражением электрона возможно его неупругое рассеяние, то амплитуда когерентной отраженной волны уменьшается, а интерференционные эффекты ослабевают. Этот эффект хорошо известен в XANES — EXAFS, он приводит к наблюдаемому в эксперименте уменьшению амплитуды осцилляций рентгеновских спектров поглощения по сравнению с расчетными [44]. В теории XANES — EXAFS рассеяние электронов учитывается феноменологически, путем введения комплексных собственных значений энергий электронов [42], конечных ширин состояний [43, гл. 2.5] или несормитовых потенциалов рассеяния [44]. Развиваемый нами формализм не является феноменологическим, но в его рамках тоже должно возникать подавление интерференции из-за неупругого рассеяния электронов. Легко видеть, что для того, чтобы интерференционная картина подавлялась, необходимо, чтобы  $\rho(t)$  была достаточно быстро спадающей функцией времени, как это и предполагалось. Считая пока для простоты, что  $\phi(t) \equiv 0$ , найдем, что в этом случае действительная часть функции  $\Delta(\epsilon)$  — колоколообразная четная функция, точный вид которой зависит от деталей поведения  $\rho(t)$ . Например, если  $\rho(t) = \exp(-\lambda t)$ , имеем:

$$R(\epsilon) = \frac{\lambda}{\lambda^2 + \epsilon^2}. \quad (20)$$

Без учета неупругого рассеяния вероятности  $\Gamma$  пропорциональна  $V(\omega)$  и содержит интерференционные осцилляции, в то время как с рассеянием значение  $\Gamma$

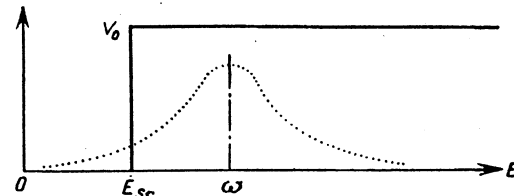


Рис. 2. Выход  $R(E - \omega)$  за левую границу  $V(E)$ . Сплошная линия —  $V(E)$ , пунктирная  $R(E - \omega)$

получается сглаживанием функции  $V(E)$  в точке  $\omega$  с весом  $R(E - \omega)$  в соответствии с (16). Это, естественно, в той или иной степени уменьшает интерференционный эффект в наблюдаемой вероятности конверсии (рис. 1). Чем интенсивнее рассеяние, тем шире  $R(\epsilon)$ , сильнее сглаживание и соответственно сильнее подавление интерференции в соответствии с тем, что и следует ожидать.

Подавление интерференции описывается общими формулами (14), (16), которые в предельном случае приводят к КПЗ, поэтому это явление может рассматриваться как один из мягких зеноноподобных эффектов. Так как предсказываемая амплитуда интерференционных эффектов в спектре конверсионных электронов изомера  $^{235\text{m}}\text{U}$  может составлять 20—30% от среднего значения [18], а длина «неупругого» пробега конверсионных электронов в принципе может оказаться менее одного монокристаллического слоя [35], то сглаживание интерференционной картины будет почти полным, а влияние неупругого рассеяния на интенсивность пиков конверсионного спектра соответственно большим. Однако для разных участков спектра конверсионных электронов эффект может иметь различные знаки и влияние на полную постоянную распада будет не столь значительным. Можно сказать, что подавление интерференции конверсионных электронов возвращает вероятности конверсии на отдельных атомных оболочках к их квазиатомным значениям [4, 5] (с учетом перестройки из-за химической связи урана).

Для рассмотрения двух следующих эффектов проще считать, что  $V(E)$  имеет вид, близкий просто к прямоугольной ступеньке высотой  $V_0$  при пороговой энергии  $E_{\text{Sr}}$ , что характерно для конверсии на изолированном атоме урана [4] (рис. 2). Это не меняет существа дела, но упрощает анализ. Если функция  $R(E - \omega)$  будет выступать за левый край распределения  $V(E)$  (рис. 2), то наблюдаемая вероятность конверсии окажется меньше  $2\lambda V_0$ . Оценим по порядку величины верхнюю границу этого эффекта для случая распада изомера  $^{235\text{m}}\text{U}$  в металлических матрицах. Если предположить, что длина неупругого пробега в этом случае может доходить до 0,1 нм, использовать функцию  $R(\epsilon)$  в форме (20) и простую классическую оценку для времени жизни конверсионного электрона до рассеяния, найдем:

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctg \frac{\omega - E_{\text{Sr}}}{\lambda} \sim 0,91. \quad (21)$$

для  $6p$ -оболочки атома урана с энергией связи  $\sim 25$  эВ. В формуле (21)  $\Gamma$  — вероятность конверсии с рассеянием электронов,  $\Gamma_0$  — без рассеяния. Величина этого эффекта практически ни при каких длинах и временах рассеяния не может превысить 50%, так как невозможен выход функции  $R(E - \omega)$  за правую границу распределения  $V(E)$ . Однако если представить себе, что ширина  $R(\epsilon)$  стремится к бесконечности, то именно выход  $R$  за обе границы распределения  $V(E)$  ведет к жесткому зеноновскому замораживанию. Таким образом, рассмотренный только

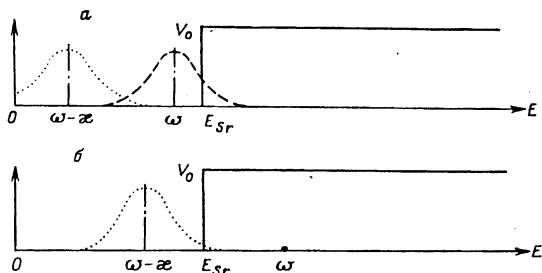


Рис. 3. а — сдвиг  $R(\epsilon)$  в область отрицательной полуоси  $\epsilon$ . Сплошная линия —  $-V(E)$ , штриховая —  $R(E - \omega)$  для  $\kappa = 0$ , точки —  $R(E - \omega)$  для  $\kappa > 0$ . б — подавление вероятности перехода для  $\omega > E_{Sr}$ . Сплошная линия —  $-V(E)$ , пунктирная —  $R(E - \omega)$

что эффект (21) наиболее близок к классическому КПЗ; величина его в случае распада изомера урана в веществе не превышает нескольких процентов.

До сих пор мы считали диссипативную функцию  $D(t)$  действительной, но такое предположение приводит к принципиальным трудностям. Предположим, что  $\omega$  находится несколько ниже пороговой энергии  $E_{Sr}$ , например, рассматривается атомный уровень с энергией связи электрона, большей, чем  $\omega$ . Конверсия на такой атомной оболочке запрещена законом сохранения энергии. Тем не менее и в этом случае функция  $R(E - \omega)$  может иметь ненулевой интеграл перекрытия с  $V(E)$  и вероятность распада оказывается положительной (рис. 3, а). Это очевидное противоречие говорит о том, что предположение о действительности функции  $D(t)$  было неверным. Трудность снимается, если  $D(t)$  (19) имеет в показателе экспоненты функцию  $\phi(t)$ , эффективно соответствующую положительно-энергетическому сдвигу конечных состояний распада на величину  $\kappa$ , большую, чем половина полной ширины функции  $R(\epsilon)$ . Это должно сдвинуть  $R(\epsilon)$  влево таким образом, чтобы вся эта функция оказалась в отрицательной части оси энергии. Тогда даже для значений  $\omega$ , лишь немного меньше  $E_{Sr}$ , вероятность перехода будет точно равна нулю и закон сохранения энергии будет выполнен. Для того чтобы полная ширина функции  $R(\epsilon)$  была конечной, необходимо, чтобы амплитуда  $\rho(t)$  была существенно неэкспоненциальной функцией. Функцию  $D(t)$ , обладающую нужными свойствами, нетрудно себе представить. Например:

$$D(t) = \frac{\sin \lambda t}{\lambda} \exp(-ixt), \quad \kappa > \lambda > 0, \quad (22)$$

даст П-образную функцию  $R(\epsilon)$  шириной  $2\lambda$ , сдвинутую от центрального положения  $\epsilon = 0$  влево на расстояние  $\kappa$  и располагающуюся, таким образом, полностью в области  $\epsilon < 0$ . Легко видеть, что из-за левого сдвига функции  $R(\epsilon)$  даже для запороговых величин  $\omega > E_{Sr}$ , вероятность перехода может оказаться сильно подавленной или даже нулевой (рис. 3, б). Это есть третий мягкий зеноноподобный эффект.

Сдвиг  $\kappa$  не может быть очень малым. Скорее всего  $\kappa$  должно в несколько раз превышать величину  $\lambda$ , так как трудно себе представить, что  $D(t)$  действительно имеет вид, подобный (22), а  $R(\epsilon)$  форму, близкую к прямоугольной. С экспериментальными данными по рентгеновским спектрам поглощения согласуются значения  $\lambda$  порядка 3—5 эВ [43], поэтому следует ожидать  $\kappa$  по крайней мере порядка 10 эВ или больше. В принципе время спада фактора  $D(t)$  зависит от вида взаимодействия  $V$  в соответствии с формулой (12), поэтому процессу

конверсии могут отвечать значения  $\lambda$  не такие, как процессу фотоионизации. Они могут оказаться как меньше, так и больше. Для существенного подавления вероятности конверсии изомера  $^{235}\text{U}$  требуется величина сдвига  $\kappa$  порядка 40—50 эВ и в соответствии со сказанным такое значение нельзя исключить. Для прояснения ситуации требуются расчеты функции  $D(t)$  в реалистичной модели. Таким образом, сохраняется принципиальная возможность объяснения сильного подавления распада изомера урана в серебре влиянием неупругого рассеяния электронов. Данный механизм можно охарактеризовать как эффективное увеличение порога распада (ЭУПР) за счет положительно-энергетической мнимой части диссипативного фактора рассеяния.

Отметим, что проявление этого механизма следует искать также в рентгеновских спектрах поглощения твердых тел, но обсуждение этого вопроса выходит за рамки данной работы.

Механизм ЭУПР в принципе мог бы объяснить и некоторые тонкие особенности явления, наблюдаемого в работах [13, 14]. Если  $\kappa$  в несколько раз превышает  $\lambda$ , что нельзя исключить, то явление может иметь мягкий пороговый характер. Если для некоторых условий рассеяния электронов  $(\omega - \kappa)$  оказывается лишь немного больше, чем  $E_{Sr}$ , то эффекта торможения распада может почти не быть: при относительно небольшом увеличении  $\kappa$ , когда  $(\omega - \kappa) \sim E_{Sr}$ , сразу появится сильный эффект, но будет очень неустойчив, а при  $(\omega - \kappa)$  немного меньше  $E_{Sr}$ , распад может почти полностью прекратиться. Именно это демонстрируют экспериментальные данные. Пока изучался распад изомера при накоплении его на поверхности кристаллических подложек [6—12], эффект, по-видимому, не наблюдался совсем. При имплантации изомера в матрицу серебра по новой методике [13, 14] эффект наблюдается и велик, хотя условия залегания не очень сильно отличаются от получаемых при поверхностной имплантации. При этом наблюдаемый в серебре эффект очень неустойчив и варьирует от нескольких процентов до почти полной остановки распада. Такая картина может наблюдаться, если в серебре атомы изомера оказываются в припороговой области торможения распада, а при имплантации на поверхность — в ближней запороговой области, где эффекта почти нет.

Автор выражает благодарность В. Г. Ваксу, В. Ю. Добрецову, В. В. Кольцову, В. В. Ломоносову, Л. А. Максимова, А. В. Перфилову и В. П. Смильгу за полезное обсуждение и замечания, а также В. М. Кулакову за постоянную поддержку работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-03-18537).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Azaro F., Perlman I. // Phys. Rev. 1957. V. 107. P. 318.
2. Huizenga J. R., Rao C. L., Engelkemeir D. W. // Ibid. P. 319.
3. Гречухин Д. П., Жудов В. И., Зеленков А. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 627.
4. Гречухин Д. П., Солдатов А. А. // ЯФ. 1976. Т. 23. С. 273.
5. Гречухин Д. П., Солдатов А. А. // Препринт ИАЭ № 3824/2. М., 1983.
6. Shimizu S., Mazaki H. // Phys. Lett. 1965. V. 17. P. 275.
7. Mazaki H., Shimizu S. // Phys. Rev. 1966. V. 148. P. 1161.
8. Neve de Mevergnies M. // Phys. Lett. B. 1968. V. 26. P. 615.
9. Neve de Mevergnies M. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 23. P. 422.
10. Neve de Mevergnies M. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 1188.
11. Neve de Mevergnies M. // Phys. Lett. B. 1974. V. 49. P. 428.
12. Жудов В. И., Кулаков В. М., Одинов Б. В., Панов А. Д. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. Вып. 4(58). С. 3.
13. Кольцов В. В., Римский-Корсаков А. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. № 10. С. 2085.
14. Ворыухов О. В., Зайцев Е. А., Кольцов В. В., Римский-Корсаков А. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1992. Т. 56. С. 30.

15. *Исеевлодов М. М., Добрецов В. Ю., Гречухин Д. П.*//ЯФ. 1992. Т. 55. С. 304.
16. *Ткаля Е. В.*//Препринт ИАЭ-4833/2, М.: ЦИИИатоминформ, 1989.
17. *Колцов В. В.*//Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. № 1. С. 100.
18. *Добрецов В. Ю.*//ЖЭТФ. 1992. Т. 102. С. 774.
19. *Misra B., Sudarshan E. C. G.*//J. Math. Phys. 1977. V. 18. P. 756.
20. *Chiu C. V., Sudarshan E. C. G., Misra B.*//Phys. Rev. D. 1977. V. 16. P. 520.
21. *Халфин Л. А.*//УФН. 1990. Т. 160. № 10. С. 185.
22. *Дирак П.*//Принципы квантовой механики. М.: Наука, 1979.
23. *Фон Нейман И.*//Математические основы квантовой механики. М.: Наука, 1964.
24. *Садбери А.* Квантовая механика и физика элементарных частиц. М.: Мир, 1989.
25. *Ландау Л. Д., Лившиц Е. М.*//Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974.
26. *Экснер П.*//ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. С. 121.
27. *Ekstein H., Siegert A. J. F.*//Ann. Phys. 1971. V. 68. P. 509.
28. *Гопыч П. М., Залобовский И. И.*//ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 785.
29. *Ghirardi G. C., Omero S., Weber T., Rimini A.*//Nuovo Cim. A. 1979. V. 52. P. 421.
30. *Fonda L., Ghirardi G. C., Rimini A.*//Rep. Prog. Phys. 1978. V. 41. P. 587.
31. *Simonius M.*//Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 980.
32. *Peres A.*//Amer. J. Phys. 1980. V. 48. P. 931.
33. *Itano M., Heinzen D. J., Bollinger J. J., Wineland D. L.*//Phys. Rev. A. 1990. V. 41. P. 2295.
34. *Блохинцев Д. И.*//Принципиальные вопросы квантовой механики. М.: Наука, 1987.
35. *Сух М. П.*//Анализ поверхности методами оже- и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. М.: Мир, 1987. С. 203.
36. *Ashley J. C., Tung C. J., Ritchie R. H., Anderson V. F.*//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1976. V. NS-23. P. 1833.
37. *Sudbery A.*//Ann. Phys. 1984. V. 157. P. 512.
38. *Joos E.*//Phys. Rev. D. 1984. V. 29. P. 1626.
39. *Kraus K.*//Found. Phys. 1981. V. 7. P. 547.
40. *Terent'ev M. V.*//Ann. Phys. 1972. V. 74. P. 1.
41. *Гольдбергер М., Ватсон К.*//Теория столкновений. М.: Мир, 1967.
42. *Боровский И. Б., Ведринский Р. В., Крайзман В. Л., Саченко В. П.*//УФН. 1986. Т. 149: С. 275.
43. *Ведринский Р. В., Гегузин И. И.* Рентгеновские спектры поглощения твердых тел. М.: Энергоатомиздат, 1991.
44. *Rehr J. J., Chou S.-H.*//EXAFS and Near Edge Structure. Proc. Intern. Conf., Frascati, Italy, IX, 13—17, 1982. Springer, 1983. P. 22.

Российский научный центр  
«Курчатовский институт»