

О ПРОЦЕССАХ СЛИЯНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ. УВЕЛИЧЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА ЗА СЧЕТ ТАК НАЗЫВАЕМОГО БАРЬЕРНОГО АНТИ-ЗЕНОН-ЭФФЕКТА

© 2016 г. В.А. Намиот

*Институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
119991, Москва, Ленинские горы, 1*

E-mail: vnamiot@gmail.com

Поступила в редакцию 08.12.15 г.

Известно, что в квантовой механике наблюдение за экспериментом может в каких-то случаях изменить результаты этого эксперимента. В частности, это имеет место при так называемом Зенон-эффекте. В работе показано, что, в отличие от «обычного» Зенон-эффекта, при котором наблюдение за процессом уменьшает вероятность его осуществления, при прохождении частицы сквозь потенциальный барьер может иметь место обратная ситуация (названная поэтому барьерным анти-Зенон-эффектом), когда наблюдение за частицей существенно увеличивает вероятность прохождения ее сквозь барьер. Обсуждается возможность использовать барьерный анти-Зенон-эффект для объяснения парадоксальных результатов экспериментов по «холодному ядерному синтезу», наблюдаемому в различных, в том числе и биологических, системах. (По утверждению экспериментаторов, проводивших такие исследования, в этих системах имеет место выделение энергии, не объясняемое никакими химическими процессами, а также изменение изотопного и даже элементного состава исследуемого вещества.)

Ключевые слова: прохождение частицы сквозь барьер; барьерный анти-Зенон-эффект; холодный ядерный синтез.

То, что в биосистемах могут происходить самые разные химические реакции, которые очень трудно осуществить где-либо еще, особо никого в настоящее время не удивляет. Но что касается ядерных реакций – для них, казалось бы, ни биосистемы, ни какие-либо иные системы, в которых вещество находится при обычных плотностях и температурах, ничего дать не могут. Если же речь заходит об ядерных реакциях синтеза (реакциях, при которых происходит слияние атомных ядер, сопровождающееся выделением энергии и образованием новых изотопов или даже элементов), то можно привести ряд очень серьезных аргументов, доказывающих, что вообще ни в каких подобных системах их просто не должно быть. Действительно, чтобы атомные ядра могли слиться, они должны приблизиться друг к другу на расстояние порядка 10^{-12} сантиметра. Два ядра, будучи положительно заряженными, отталкиваются друг от друга, и чтобы сблизить их на такие расстояния, требуются энергии в несколько мегаэлектрон-вольт (или же, что эквивалентно, температуры порядка $(10^{10} \div 10^{11})$ градусов Кельвина). Никаких подобных энергий или температур ни в биосистемах, ни в каких-либо иных неорганических системах нет и быть не

может. Конечно, в квантовых системах возможны так называемые туннельные процессы [1], когда частицы (в данном случае – атомные ядра) «движутся» друг к другу в классически недоступной области под потенциальным барьером. Но оценка для вероятности таких процессов при нормальных плотностях твердого тела дает фантастически малые величины, меньшие, чем, скажем, 10^{-150} .

Тем не менее имеются экспериментальные указания на то, что существуют такие биосистемы и такие неорганические системы, в которых подобные ядерные процессы все-таки происходят (например, в работе [2] приводится ряд ссылок на публикации, в которых, как утверждают их авторы, наблюдалось образование новых элементов). Это явление (о котором еще даже нет полной уверенности, что оно вообще существует) уже получило название «холодный ядерный синтез». Здесь, во введении, мы не будем обсуждать ни возможной природы такого явления, ни вопроса о том, насколько надежны эти экспериментальные результаты (обо всем этом речь пойдет ниже). Ясно лишь, что если «холодный ядерный синтез» действительно существует, то это может быть связано только с какими-то новыми физическими эффектами.

Цель данной статьи и состоит в том, чтобы теоретически рассмотреть некое новое квантовое явление (названное здесь «барьерный анти-Зенон-эффект»), которое позволяет очень существенно (в некоторых случаях даже на много порядков) увеличить ток частиц через потенциальный барьер, и обсудить, хотя бы на качественном уровне, может ли это явление иметь какое-либо отношение к «холодному ядерному синтезу».

ПАРАДОКС ЗЕНОНА И КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА. БАРЬЕРНЫЙ АНТИ-ЗЕНОН-ЭФФЕКТ

Как известно, древнегреческий философ Зенон Элейский в своей апории доказывал, что наблюдая, как Ахиллес пытается обогнать черепаху, мы увидим, что он никогда не сможет этого сделать. Согласно Зенону, за то время, за которое Ахиллес добежит до того места, где находилась черепаха в момент начала наблюдения, она продвинется немного вперед, через какой-то интервал времени он достигнет ее нового местоположения, но она за этот же интервал продвинется вперед еще на сколько-то, и так далее. Черепаха всегда будет впереди Ахиллеса...

Но понятно, что в классической механике наблюдение за процессом никак не может на него повлиять. Просто рассуждение Зенона не учитывает, что сумма пусть даже бесконечного числа, но стремящихся к нулю интервалов времени между моментами регистрации местоположений Ахиллеса и черепахи, будет вполне конечной величиной, для которой мы введем обозначение τ_a . Легко видеть, что в любой момент времени t , удовлетворяющий условию $t > \tau_a$, Ахиллес уже будет впереди черепахи.

Однако в отличие от классической механики, в квантовой механике наблюдение за каким-то процессом действительно в состоянии изменить протекание этого процесса. И там возможен эффект (названный по имени Зенона Элейского Зенон-эффектом, см. [3–6]), когда наблюдение за процессом замедляет этот процесс, мешает ему осуществиться. Это замедление можно, в частности, продемонстрировать на примере излучения кванта двухуровневой системой, находящейся в возбужденном состоянии. Запишем волновую функцию этой системы ψ_d в следующем виде:

$$\psi_d(t) = C_1(t)\exp\left(-\frac{iE_1 t}{\hbar}\right)\varphi_1 + C_2(t)\exp\left(-\frac{iE_2 t}{\hbar}\right)\varphi_2, \quad (1)$$

где φ_1 и φ_2 – волновые функции первого и второго состояний; $C_1(t)$ и $C_2(t)$ – коэффициенты, определяющие вклад φ_1 и φ_2 в ψ_d (эти

коэффициенты зависят от времени t); E_1 и E_2 – энергии первого и второго состояний (мы будем полагать, что $\Delta E = (E_1 - E_2) > 0$); \hbar – постоянная Планка. В начальный момент времени $C_1(0) = 1$, $C_2(0) = 0$. В дальнейшем система будет переходить из первого состояния во второе, излучая в процессе такого перехода квант с частотой $\omega_{1,2}$, равной $\Delta E/\hbar$. При этом в области малых t коэффициент $C_2(t)$ оказывается пропорциональным времени:

$$C_2(t) = k_d t, \quad (2)$$

где k_d – соответствующий коэффициент пропорциональности.

Предположим, что мы следим за состоянием двухуровневой системы, т.е. последовательно через моменты времени Δt проверяем, перешла она во второе состояние или еще нет. Тогда $P_d(t)$ – вероятность того, что к моменту времени t этот переход уже произойдет, – может быть записана в виде

$$P_d(t) = (k_d \Delta t)^2 \frac{t}{\Delta t} \equiv \frac{k_d^2 t}{n_z}, \quad (3)$$

где $n_z = (\Delta t)^{-1}$ – число наблюдений за системой (проверок системы) в единицу времени. Как показывает выражение (3), $P_d(t)$ обратно пропорционально n_z , т.е., чем чаще наблюдают за системой, тем реже происходит в этом случае переход.

Цель данной работы состоит в том, чтобы показать, что если рассматривать не излучение квантов, а другой класс процессов – прохождение частиц через барьеры, то там возможна совершенно иная ситуация: наблюдение за частицей не только не уменьшает, а наоборот, увеличивает вероятность того, что она пройдет сквозь барьер, причем в некоторых случаях увеличение может даже составлять много порядков. Зависимость же вероятности от n_z оказывается в таких случаях не обратно, а прямо пропорциональной. Соответственно, поскольку подобное поведение вероятности в зависимости от n_z противоположно тому, что имеет место при «нормальном» Зенон-эффекте, имеет смысл назвать такое явление барьерным анти-Зенон-эффектом (или же Зенон-эффектом второго рода, хотя такое название и выглядит менее наглядным). (Образно говоря, у Зенона наблюдение за процессом мешает Ахиллесу обогнать черепаху, а в данном случае наблюдатели выступают как бы в роли «больельщиков», способствующих победе Ахиллеса.)

Продемонстрировать как само существование, так и основные особенности барьерного анти-Зенон-эффекта удобнее всего в рамках

очень несложной модели одномерного потенциального барьера прямоугольной формы, допускающей аналитическое рассмотрение. Но уже на таком простом примере удастся понять, каким образом можно оценить (пусть даже не количественно, а хотя бы качественно), как будет проявляться барьерный анти-Зенон-эффект и в более сложных случаях, где не только невозможно получить аналитическое решение, но и численные расчеты вряд ли могли бы быть осуществлены в настоящее время на требуемом уровне точности. В принципе подобные оценки могут представлять интерес не только для чисто научных, но и для прикладных задач. Так, в этой работе обсуждается вопрос о том, может ли барьерный анти-Зенон-эффект иметь какое-либо отношение к вызывающим очень неоднозначную оценку работам по «холодному ядерному синтезу» [2,7–9], в которых, как утверждают их авторы, им в ходе экспериментов удавалось наблюдать в исследуемом веществе выделение энергии, не объясняемое ни химическими, ни какими-либо иными неядерными процессами, а также изменение изотопного (и даже элементного) состава этого вещества.

БАРЬЕРНЫЙ АНТИ-ЗЕНОН-ЭФФЕКТ В МОДЕЛИ ОДНОМЕРНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Рассмотрим одномерную потенциальную яму ширины $2x_2$, ограниченную бесконечно высокими вертикальными стенками, в середине которой имеется симметричный относительно центральной точки ямы прямоугольный барьер ширины $2x_1$ (причем $x_2 \gg x_1$) и высоты V_0 , отсчитываемой от дна ямы (см. рис. 1). В область слева от барьера, между ним и стенкой, вводится частица A , масса и энергия которой (также отсчитываемая от дна ямы) равняются соответственно m и E' (причем $V_0 \gg E'$).

Пока что постановка задачи почти дословно повторяет постановку задачи о туннелировании частицы сквозь прямоугольный потенциальный барьер. Но, в отличие от этой, уже давно решенной задачи (см., например, [10]), здесь дополнительно имеется двухуровневая система B , помещенная внутри барьера (слева от центра ямы, на расстоянии x_0 от него) и взаимодействующая с туннелирующей частицей. В начальный момент система B находится в первом состоянии и в результате такого взаимодействия переходит во второе состояние, причем энергия этого перехода ΔE удовлетворяет условию

$$V_0 \gg \Delta E \quad (4)$$

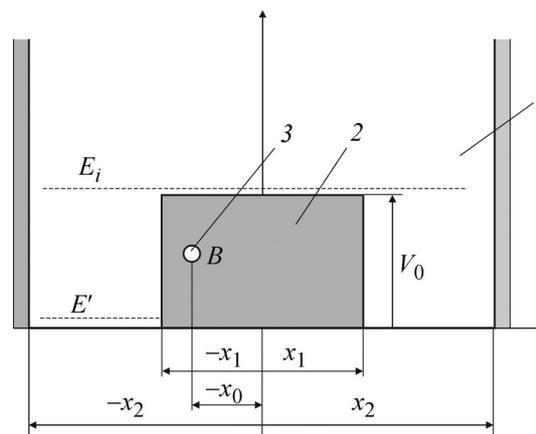


Рис. 1. Одномерная потенциальная яма: 1 – потенциальная яма шириной $2x_2$ для частицы A ; 2 – симметричный потенциальный барьер прямоугольной формы шириной $2x_1$ и высотой, равной V_0 ; 3 – двухуровневая система B .

(если бы выполнялось иное неравенство $\Delta E \geq V_0$, то имела бы место тривиальная ситуация: в результате подобного перехода, частица A просто оказалась бы в надбарьерном состоянии и свободно прошла бы через барьер). Через интервалы времени $\Delta t = n_z^{-1}$ производятся проверки состояния системы B : проверяется, перешла ли она уже во второе состояние или все еще остается в первом. (При этом должно выполняться условие $\Delta t \gg \hbar/\Delta E \gg \hbar/V_0$.)

Даже при выполнении условия (4), когда энергии ΔE заведомо недостаточно, чтобы напрямую осуществить переход частицы A в надбарьерное состояние, наличие подобной системы B , состояние которой периодически контролируется, приводит к увеличению вероятности прохождения этой частицы сквозь барьер. Для того, чтобы вычислить эту вероятность, нам потребуется полная волновая функция всей системы Ψ_p (частица A плюс двухуровневая система B). Мы представим эту функцию в следующем виде:

$$\Psi_p = \begin{pmatrix} \Psi_1(x) \\ \Psi_2(x) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

(для записи полной волновой функции мы используем формализм так называемого «энергетического спина» [11]). Уравнение для Ψ_p имеет вид:

$$(\hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}})\Psi_p = i\frac{\partial \Psi_p}{\partial t}, \quad (6)$$

где:

$$\hat{H}_0 = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \right) \hat{I} + \Delta E \hat{r}_3,$$

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hat{g}(x + x_0) \hat{r}_1,$$

$$V(x) = \begin{cases} V_0 & 0 \leq |x| \leq x_1, \\ 0 & x_1 < |x| \leq x_2, \end{cases}$$

операторы \hat{r}_1 , \hat{r}_2 , \hat{r}_3 и \hat{I} выражаются через матрицы Паули и единичную матрицу:

$$\hat{r}_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \hat{r}_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \hat{r}_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \hat{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix};$$

фиксировать какой-либо конкретный вид оператора взаимодействия $\hat{g}(x + x_0)$ мы не будем, пусть он пока остается заданным в общем виде.

$$\delta \psi_P^{(1)} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sum_{E_i} \left(\exp \left(-i \left(E_i - E' - \frac{\Delta E}{2} \right) \frac{t}{\hbar} \right) - \exp \left(-i \left(E' + \frac{\Delta E}{2} \right) \frac{t}{\hbar} \right) \right) \frac{g_{E_i, E'}(x_0) \Psi_{E_i}(x)}{(E_i - E' - \Delta E)} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

здесь матричный элемент $g_{E_i, E'}(x_0)$ представляется в виде:

$$g_{E_i, E'}(x_0) = \int_{-x_2}^{x_2} \varphi_{E_i}^*(x) \hat{g}(x + x_0) \varphi_{E'}(x) dx. \quad (9)$$

Воспользовавшись выражением (8), мы можем определить вероятность того, что при следующей проверке, происходящей через время Δt после предыдущей, система B будет обнаружена во втором состоянии, и одновременно с этим частица A окажется в состоянии с энергией выше барьера. Зная же эту вероятность, а также учитывая то, что в половине случаев частица, оказавшаяся в надбарьерном состоянии, перейдет через барьер, мы можем записать выражение для тока частиц за барьером в виде

$$J_p = \left(\sum_{E_i > V_0} \frac{|g_{E_i, E'}(x_0)|^2}{E_i^2} \right) n_z P_B N_A, \quad (10)$$

где P_B – вероятность обнаружить систему B в первом (то есть возбужденном) состоянии, а N_A – число частиц в яме слева от барьера.

Предположим, что действие оператора $\hat{g}(x + x_0)$ на функцию $\varphi_{E'}(x)$ сводится просто к умножению $\varphi_{E'}(x)$ на некоторую функцию $g(x + x_0)$ и рассмотрим два случая: первый

Предположим, что при очередной проверке системы B обнаружено, что она находится в первом состоянии. Тогда, пренебрегая в нулевом приближении взаимодействием системы B и частицы A , для $t > 0$ (мы отсчитываем время от момента этой проведенной проверки) мы можем записать:

$$\psi_P^{(0)} = \begin{pmatrix} \varphi_{E'}(x) \exp \left(-i \left(E' + \frac{\Delta E}{2} \right) \frac{t}{\hbar} \right) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где $\varphi_{E'}(x)$ – собственная волновая функция частицы A в яме, соответствующая состоянию с энергией E' (отсчитываемой от дна ямы), при условии, что частица не взаимодействует с системой B .

В первом порядке теории возмущений поправка к нулевому приближению имеет вид:

случай (который, по-видимому, представляет только чисто методический интерес), когда характерный масштаб a , на котором $g(x + x_0)$ отлична от нуля, много меньше всех других имеющихся в задаче масштабов, и второй случай, когда $a > (x_1 - x_0)$ (но при этом, конечно, $a \ll x_2$). Поскольку в обоих этих случаях основной вклад в сумму (10) дают те состояния, для которых $(E_i - V_0) < V_0$, то при вычислении (10) мы будем полагать, что E_i удовлетворяет условию:

$$V_0 \gg \delta E_i = (E_i - V_0). \quad (11)$$

Вычисляя сумму (10) (с учетом неравенства (11)) для первого случая, мы можем записать:

$$J_p^{(1)} = \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{1/2} \left(\frac{E'}{V_0} \right) \frac{|Q|^2}{V_0^{3/2}} \times \exp \left\{ -2 \left(\frac{2mV_0}{\hbar^2} \right)^{1/2} (x_1 - x_0) \right\} n_z P_B n_A, \quad (12)$$

где $J_p^{(1)}$ – ток частиц за барьером в условиях, когда масштаб a мал, $n_A = \frac{N_A}{(x_2 - x_1)} \approx \frac{N_A}{x_2}$ – плот-

ность частиц в яме слева от барьера,

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) dx.$$

Прежде чем перейти к вычислению тока частиц за барьером во втором случае, заметим, что основной вклад в (9) дает область x вблизи точки $x = -x_1$. В этой области мы можем представить функцию $g(x + x_0)$ в виде

$$g(x + x_0) = g(x_0 - x_1) + \left(\frac{dg(x)}{dx} \Big|_{x=x_0-x_1} \right) (x + x_1), \quad (13)$$

причем вследствие ортогональности волновых функций, отвечающих различным собственным значениям энергии, вклад в (9) от первого, не зависящего от x члена в (13), равняется нулю.

Вычисляя, с учетом этого замечания, сумму (10) для второго случая, мы можем записать:

$$J_P^{(2)} = \frac{8\sqrt{2}}{7\pi} \left(\frac{E'}{V_0} \right) \left| \frac{dg(x)}{dx} \Big|_{x=x_0-x_1} \right|^2 \frac{\hbar^3}{m^{3/2} V_0^{7/2}} n_z P_B n_A, \quad (14)$$

где $J_P^{(2)}$ – ток частиц за барьером в условиях, когда масштаб a относительно велик.

Приведем здесь также для сравнения выражение для туннельного тока сквозь барьер J_T :

$$J_T = 8 \left(\frac{2E'}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{E'}{V_0} \right) \exp \left\{ -4 \left(\frac{2mV_0}{\hbar^2} \right)^{1/2} x_1 \right\} n_A \quad (15)$$

(в данном случае нам удобно записать J_T не через падающий поток и коэффициент прохождения частиц сквозь барьер, как это делается обычно [10], а через плотность частиц перед барьером n_A).

Сравнивая $J_P^{(1)}$ и $J_P^{(2)}$ с J_T , мы видим, что по крайней мере при достаточно больших x_1 ток частиц через барьер, обусловленный барьерным анти-Зенон-эффектом, из-за наличия экспоненциального множителя в выражении (15) будет на много порядков больше туннельного тока.

Барьерный анти-Зенон-эффект может иметь место не только в тех случаях, когда двухуровневая система B , находящаяся первоначально в возбужденном состоянии, за счет взаимодействия с частицей A переходит в основное состояние. Если энергия частицы E' удовлетворяет условию

$$E' > \Delta E, \quad (16)$$

барьерный анти-Зенон-эффект может иметь место и при переходе B из основного в возбужденное состояние. В этом случае P_B , входящее в выражения (10), (12) и (14), должно быть заменено на $(1 - P_B)P_A$, где P_A – вероятность того, что энергия частицы A будет удовлетворять условию (16).

БАРЬЕРНЫЙ АНТИ-ЗЕНОН-ЭФФЕКТ НА УРОВНЕ ОЦЕНОК

Попробуем разобраться, на уровне простых качественных рассуждений, каким образом такая двухуровневая система, которая взаимодействует с частицей, помещенной перед прямоугольным барьером, а также периодически контролируется на предмет того, перешла она уже из одного состояния в другое или еще нет, может столь существенно увеличить вероятность прохождения этой частицы через барьер? Предположим, что при очередной проверке обнаружено, что переход в двухуровневой системе уже произошел. В этом случае возможны две ситуации. В первой из них частица, взаимодействие с которой и вызвало этот переход, или все время между проверками находилась вне барьера, или же, побывав за барьером, опять вернулась в область перед ним. Во второй ситуации частица или все еще находится в области внутри барьера или же, возможно, даже проникла в область справа за ним. В этом, втором случае, энергия такой частицы E должна быть, как минимум, не ниже высоты барьера V_0 . Это означает, в соответствии с принципом неопределенности, что время взаимодействия такой частицы с двухуровневой системой B не должно было превышать $\frac{\hbar}{E}$. Вероятность того, что за это время в B произойдет переход, можно оценить как $(k'_d \frac{\hbar}{E})^2$, где k'_d – соответствующий коэффициент пропорциональности (в принципе k'_d является не просто константой, а сам зависит и от $\hat{g}(x)$, и от V_0 , и от E).

Оказавшись в области внутри барьера, частица с $E > V_0$ может в дальнейшем свободно проникнуть и в область справа от него, причем вероятность такого события не зависит от ширины барьера. В то же время вероятность того, что частица осуществит туннельный переход сквозь барьер, экспоненциально зависит от ширины барьера. Следовательно, при достаточно широких барьерах она становится много меньше вероятности того, что частица в условиях барьерного анти-Зенон-эффекта будет зарегистрирована в области внутри барьера, а затем попадет и в область справа от него.

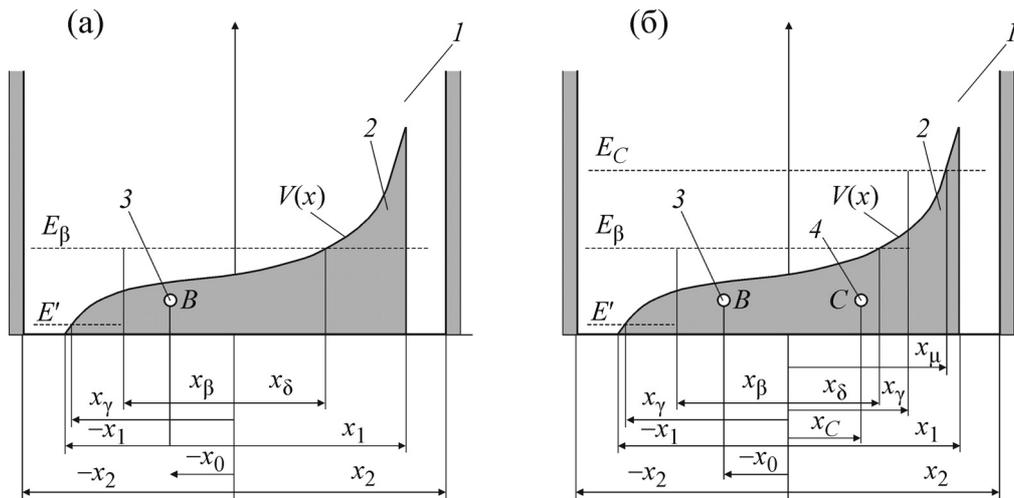


Рис. 2. (а) – Одномерный барьер произвольной формы; (б) – пример двойного взаимодействия для частицы *A*. 1 – Потенциальная яма шириной $2x_2$ для частицы *A*; 2 – потенциальный барьер шириной $2x_1$, высота барьера задается функцией $V(x)$; 3 – двухуровневая система *B*; 4 – двухуровневая система *C*.

Перейдем теперь к вопросу том, как будет проявляться барьерный анти-Зенон-эффект в случае одномерного барьера произвольной формы (см. рис. 2а). В этом случае, в отличие от того, что обсуждалось выше, даже если частица, благодаря барьерному анти-Зенон-эффекту, и будет зарегистрирована внутри барьера, то чтобы пройти сквозь него, частице не избежать туннелирования. Но расстояние, на которое в этом случае ей придется туннелировать, окажется существенно меньше того, которое было

бы без барьерного анти-Зенон-эффекта. Поэтому и здесь барьерный анти-Зенон-эффект значительно (возможно, что даже на много порядков) увеличит ток частиц за барьером.

Оценить (пусть даже не на количественном, а хотя бы на качественном уровне) $J_p^{(V)}$ – ток частиц за одномерным барьером произвольной формы в ситуации, когда имеет место барьерный анти-Зенон-эффект, можно по следующей формуле:

$$J_p^{(V)} \sim \sum_{x_\beta, E_\beta} \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{x_\gamma}^{x_\beta} (V(x) - E')^{\frac{1}{2}} dx \right\} |g(x_\beta + x_0)|^2 \left(k'_d(E_\beta, V(x_\beta)) \frac{\hbar}{E_\beta} \right)^2 \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{x_\delta}^{x_1} (V(x) - E_\beta)^{\frac{1}{2}} dx \right\} n_z P_B n_A, \quad (17)$$

где $V(x)$ – высота потенциального барьера в точке x , x_β – координата центра области, в которой за счет барьерного анти-Зенон-эффекта произошел переход частицы из состояния с энергией E' в состояние с энергией E_β (фактически мы не знаем ни x_β , ни E_β , поэтому просто проводим в (17) суммирование по различным возможным реализациям этих величин), x_γ и x_δ определяются условиями $V(x_\gamma) = E'$ и $V(x_\delta) = E_\beta$, для $k'_d(E_\beta, V(x_\beta))$ с экспоненциальной точностью можно записать $k'_d(E_\beta, V(x_\beta)) \sim \exp \left\{ -\alpha \frac{(E_\beta - V(x_\beta))}{V(x_\beta)} \right\}$, где численный коэффициент α находится в пределах между нулем и единицей. В принципе из всей суммы (17) можно было бы оставить только одно максимально

большое (по сравнению с другими членами суммы) слагаемое с какими-то определенными x_β , E_β и x_δ , которые мы обозначим как x'_β , E'_β и x'_δ . Как следует из выражения (17), частица за счет барьерного анти-Зенон-эффекта проходит область x между x'_β и x'_δ с энергией E'_β , превышающей $V(x)$, за счет чего коэффициент прохождения ее через барьер может стать существенно больше, чем при туннелировании без барьерного анти-Зенон-эффекта, когда вся область x между x_γ и x_1 дает вклад в экспоненциальный множитель, уменьшающий коэффициент прохождения.

До сих пор мы рассматривали ситуацию, в которой частица *A* взаимодействует только с одной двухуровневой системой *B*. Но в принципе существуют и другие возможности: двух-

уровневых систем, с которыми взаимодействует частица A , может быть больше одной, а именно две, три, или даже больше. Казалось бы, что увеличивать число подобных двухуровневых систем вообще не имеет никакого смысла, поскольку вероятность того, что при пролете частицы через барьер сразу в двух или большем числе таких систем будет зарегистрирован переход из одного состояния в другое, гораздо меньше, чем вероятность того, что такой переход будет зарегистрирован только в одной из этих систем. Однако если в результате такого двойного (или, тем более, множественного)

взаимодействия удастся существенно сократить путь, проходимый частицей A под барьером (пример подобной ситуации изображен на рис. 2б), то, даже несмотря на малую вероятность совместного перехода в двухуровневых системах, полный ток частиц через барьер может очень значительно возрасти. Оценка для $J_{P,2}^{(V)}$ – полного тока частиц через барьер при барьерном анти-Зенон-эффекте на двух двухуровневых системах B и C в ситуации, изображенной на рис. 2б, имеет вид:

$$\begin{aligned}
 J_{P,2}^{(V)} \sim & \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{x_\gamma}^{x_\beta} (V(x) - E')^{1/2} dx\right\} |g(x_\beta + x_0)|^2 \left(k'_d(E_\beta, V(x_\beta)) \frac{\hbar}{E_\beta}\right)^2 \times \\
 & \times \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{x_\delta}^{x_\nu} (V(x) - E_\beta)^{1/2} dx\right\} n_z P_B |g'(x_\beta - x_C)|^2 \times \\
 & \times \left(k''_d(E_C, V(x_\nu)) \frac{\hbar}{(E_C - E_\beta)}\right)^2 \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{x_\mu}^{x_1} (V(x) - E_C)^{1/2} dx\right\} n'_z P_C n_A,
 \end{aligned} \tag{18}$$

где x_0 и x_C – координаты двухуровневых систем B и C ; функции $g(x + x_0)$ и $g'(x - x_C)$ определяют взаимодействие этих систем с частицей A ; x_ν – координата центра области, в которой за счет барьерного анти-Зенон-эффекта на двухуровневой системе C произошел переход частицы A из состояния с энергией E_β в состояние с энергией E_C (мы не знаем заранее ни x_β , ни E_β , ни x_ν , ни E_C , и подобно тому, как это было сделано при оценке слагаемых в (17), просто подбираем их из условия максимума (18)); x_γ , x_δ и x_μ определяются условиями $V(x_\gamma) = E'$, $V(x_\delta) = E_\beta$, $V(x_\mu) = E_C$; для $k''_d(E_C, V(x_\nu))$ с экспоненциальной точностью можно записать

$$k''_d(E_C, V(x_\nu)) \exp\left\{-\alpha \frac{(E_C - V(x_\nu))}{(V(x_\nu) - E_\beta)}\right\}; n'_z \text{ и } P_C - \text{соответственно}$$

число проверок системы C в единицу времени и вероятность обнаружить систему C в возбужденном состоянии (чтобы дополнительно не усложнять задачу, мы рассматриваем здесь лишь только тот случай, когда проверка регистрирует переходы B и C из возбужденного в основное состояние, а обратные переходы из основного в возбужденное состояние не регистрируются). Теперь, как это следует из (18), при наличии сразу двух систем B и C , частица A , в отличие от того, что имеет место в случае барьерного анти-Зенон-эффекта только на одной сис-

теме B , проходит область между x_ν и x_μ с энергией E_C , превышающей $V(x)$, что и увеличивает вероятность ее прохождения через барьер.

**МОЖЕТ ЛИ БАРЬЕРНЫЙ
АНТИ-ЗЕНОН-ЭФФЕКТ ХОТЬ
В КАКОЙ-ТО МЕРЕ ОБЪЯСНИТЬ
ПАРАДОКСАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ
ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО «ХОЛОДНОМУ
ЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ»?**

Экспериментальные работы по «холодному ядерному синтезу» появляются уже в течение довольно продолжительного промежутка времени, но пока что так и не получили ни всеобщего признания, ни всеобщего осуждения. С одной стороны, поскольку таких работ достаточно много, то утверждения, что получаемые в них результаты не могут быть объяснены ничем иным, кроме как или не выявленными ошибками экспериментов, или же даже сознательным искажением экспериментальных данных, не выглядят убедительными еще и потому, что высказываемые подозрения так и не были подтверждены надежными и убедительными разоблачениями некомпетентных или же недобросовестных экспериментаторов. Но с другой стороны, при тех температурах и плотностях, которые реализуются в этих экспериментах, любые возможные оценки вероятности туннелирования ядер сквозь куло-

новский барьер дают настолько малую величину, что с очень высокой степенью надежности можно утверждать – никакого «синтеза ядер» в таких условиях заведомо происходить не должно.

Предположим, что одновременно справедливы оба эти, казалось бы, противоречащие друг другу утверждения: вероятность туннелирования ядер при «нормальных» плотностях и температурах твердого тела ничтожно мала, и результаты экспериментов по «холодному ядерному синтезу» не являются ни ошибкой, ни подтасовкой. Из этого предположения неизбежно следует, что должен существовать еще какой-то, не сводящийся только к туннелированию, механизм, ответственный за синтез ядер. Однако ни о каком подобном механизме, хоть в какой-то мере признанном научным сообществом, в настоящее время ничего неизвестно. Поэтому имеет смысл обсудить, не может ли такой механизм (если он, конечно, вообще существует) основываться на барьерном анти-Зенон-эффекте? Действительно, как показано выше, барьерный анти-Зенон-эффект может в принципе увеличить (причем в каких-то случаях даже на много порядков величины) вероятность прохождения частицы через потенциальный барьер. Однако в случае тех реальных (а не простых модельных) барьеров, с которыми пришлось бы иметь дело при рассмотрении «холодного ядерного синтеза», очень трудно рассчитывать на получение не только качественной, но и количественной оценки для этой увеличенной вероятности. (На это трудно рассчитывать еще и потому, что для получения такой количественной оценки потребовалось бы научиться надежно выявлять очень малые эффекты на фоне гораздо больших.) Поэтому мы и не можем напрямую утверждать, что барьерный анти-Зенон-эффект в состоянии объяснить имеющиеся в настоящее время экспериментальные результаты по «холодному ядерному синтезу». Тем не менее можно привести ряд косвенных соображений, которые показывают, что барьерный анти-Зенон-эффект имеет, по-видимому, непосредственное отношение к этим экспериментам.

Прежде всего, отметим, что для наблюдения выделения энергии, которое авторы работ связывают с «холодным ядерным синтезом», необходимо предварительно разогреть исследуемое вещество. Даже если полагать, что каким-то образом здесь происходит туннелирование ядер сквозь кулоновский барьер, все равно остается непонятным, как такой совершенно незначительный (по меркам тех энергий, которые требуются для сколько-нибудь заметного сближения ядер) нагрев может повлиять на ядерный синтез? В то же время если исходить из того, что «холодный ядерный синтез» обусловлен барьерным анти-Зенон-эффектом, то необходимость предварительного нагрева становится

очевидной. Дело в том, что ток частиц через потенциальный барьер зависит от разных факторов, в том числе и от вероятности обнаружить систему B в возбужденном состоянии P_B . Однако в данном случае P_B является функцией температуры T , и для нее можно записать:

$$P_B \rightarrow P_B(T) \sim \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad (19)$$

(здесь k_B – константа Больцмана). Пока вещество не разогрето, вероятность $P_B(T)$, как это следует из выражения (19), слишком мала, и, соответственно, ток частиц через барьер также мал. Поэтому, чтобы увеличить этот ток и довести его до наблюдаемых величин, и приходится осуществлять предварительный разогрев исследуемого вещества.

Другой особенностью большинства обсуждаемых экспериментов (которую иногда приводят в качестве аргумента, «доказывающего», что их результатам вообще нельзя доверять) является нестабильность наблюдаемых в них процессов, когда при неизменных, казалось бы, условиях возникает ничем не спровоцированный «срыв» режима. Эту нестабильность процессов также трудно объяснить, исходя из гипотезы, что «холодный ядерный синтез» объясняется барьерным анти-Зенон-эффектом. Запишем уравнение для $T(\mathbf{r}, t)$ – температуры исследуемого вещества в точке \mathbf{r} и в момент времени t :

$$\rho c_v \frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = S(T(\mathbf{r}, t)) + D \Delta T(\mathbf{r}, t), \quad (20)$$

где $S(T(\mathbf{r}, t))$ – обусловленное «холодным ядерным синтезом» тепловыделение в точке \mathbf{r} в момент времени t (если скорость «холодного ядерного синтеза» определяется барьерным анти-Зенон-эффектом, то в нее входит $P_B(T)$; одного этого уже достаточно, чтобы возникла зависимость тепловыделения от $T(\mathbf{r}, t)$); ρ , c_v и D – соответственно плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность исследуемого вещества; Δ – лапласиан. Очевидно, что нелинейное уравнение (20) всегда имеет одно устойчивое решение $T(\mathbf{r}, t) = 0$, но помимо этого может иметь и другие решения с $T(\mathbf{r}, t) > 0$, которые для своей реализации нуждаются в предварительном разогреве исследуемого вещества. Эти другие решения могут быть или просто неустойчивы или же, в лучшем случае, метастабильны, т.е. устойчивы по отношению к малым возмущениям, но неустойчивы по отношению к большим. Но так как продолжительность экспериментов достаточно велика, то за время их проведения, если не принимать никаких специальных мер, могут реализоваться, в том числе,

и относительно большие возмущения, разрушающие метастабильное состояние и приводящие к частичному или даже полному «срыву» режима.

В принципе стабилизировать состояние исследуемого вещества можно было бы различными способами. Можно, например, использовать для этого методы, основанные на «отрицательной обратной связи»: проводить измерение температуры в различных точках исследуемого вещества и, если она выходит за установленные пределы, осуществлять там дополнительный разогрев или же охлаждение среды с тем, чтобы компенсировать возникшие изменения. Возможен и другой подход. Для стабилизации процесса, происходящего в исследуемом веществе в принципе было бы достаточно соответствующим образом изменить (например, если такое возможно, с помощью каких-либо химических добавок к этому веществу) зависимость $S(T)$ от температуры. Нужно, по возможности, чтобы почти во всей рабочей области температур от одной ее границы T' до другой ее границы T'' (причем $T'' > T'$) выполнялось бы условие: $\frac{\partial S(T)}{\partial T} < 0$ при $(T' \leq T \leq T'')$.

В этом случае, как следует из уравнения (20), возмущения температуры будут затухать во времени.

Имеется еще одно обстоятельство, объяснение которого может основываться на барьерном анти-Зенон-эффекте. Обычно ядерные реакции синтеза сопровождаются различными излучениями – γ -квантов, нейтронов и т.п. Но в случае «холодного ядерного синтеза» никаких подобных излучений практически не наблюдается. Это можно попытаться объяснить (хотя бы на качественном уровне), если предположить, что сближающееся ядро проходит последний участок своего пути под барьером. Здесь в принципе возможен канал реакции, когда от такого ядра (ядра-донора) отделяется фрагмент, который затем поглощается другим ядром (ядром-акцептором). Хотя такой канал *априори* и маловероятен, но если вероятность туннелирования нераспавшегося ядра еще гораздо меньше, то он может доминировать. Отметим, что сам факт поглощения фрагмента ядром-акцептором, который имеет место в ходе такого процесса, переводит ядро-донор в надбарьерное состояние. (Ядро-акцептор выполняет в этом случае роль двухуровневой системы в барьерном анти-Зенон эффекте.) После этого ядро-донор отлетает от ядра-акцептора, унося при этом энергию, которая в другом случае излучилась бы в виде γ -кванта или каким-то иным образом.

Имеет смысл указать на еще одну особенность барьерного анти-Зенон-эффекта, экспериментальное изучение которой могло бы способствовать выяснению вопроса о том, имеет ли он отношение к «холодному ядерному син-

тезу». Многие частицы, даже получившие благодаря барьерному анти-Зенон-эффекту дополнительную энергию, все же не смогут пройти сквозь барьер и отразятся от него. Эти частицы относительно больших энергий будут взаимодействовать с окружающим веществом и участвовать в различных реакциях, причем не исключено, что при каких-то условиях даже и в ядерных реакциях. Экспериментальное обнаружение продуктов таких реакций могло бы стать серьезным аргументом в пользу того, что «холодный ядерный синтез» объясняется именно барьерным анти-Зенон-эффектом.

В заключение имеет смысл попытаться на уровне фундаментальных принципов разобраться с вопросом о том, не противоречит ли вообще барьерный анти-Зенон-эффект основам статистической физики? Действительно, в соответствии с распределением Гиббса, лежащим в основе статистической физики, количество частиц, чья энергия E_s многократно превосходит $k_B T$, экспоненциально быстро, по закону $\exp\left(-\frac{E_s}{k_B T}\right)$, стремится к нулю. В то же время в условиях барьерного анти-Зенон-эффекта, количество частиц, чья энергия превосходит высоту барьера и, следовательно, также многократно превосходит $k_B T$, хотя и очень мало, но при этом вовсе не обязательно экспоненциально быстро стремится к нулю и уж в любом случае не описывается распределением Гиббса.

Понятно, что подобная разница в результатах неизбежно должна быть следствием каких-то принципиальных различий между теми условиями, при которых можно пользоваться «нормальным» статистическим подходом, и теми условиями, при которых имеет место барьерный анти-Зенон-эффект. Принципиальным для барьерного анти-Зенон-эффекта является наличие наблюдателя (причем это вовсе не обязательно должен быть реальный наблюдатель – просто в системе и в ее окружении должна присутствовать информация, которую можно «считать», и по которой в принципе можно определить состояние наблюдаемого объекта). Этого наблюдателя можно представлять как некое устройство, воспринимающее приходящую к нему информацию, которая переносится различными квантами, возбуждениями, и т.п. При этом само оно, конечно, ничего обратно не излучает: оно не находится, да и не может находиться в тепловом равновесии с наблюдаемой средой. Таким образом, с точки зрения статистической физики, наблюдатель представляет собой холодильник с нулевой температурой, взаимодействующий с объектом, чья температура выше нуля. В принципе подобная система, имеющая и нагреватель, и холодильник, способна производить полезную работу, которая может быть, в частности, использована и на то,

чтобы увеличить энергию какой-то выделенной группы частиц. (Конечно, это только принципиальная возможность – чтобы понять, как реально в системе появляются частицы с энергией, превышающей барьер, приходится уже конкретно рассматривать барьерный анти-Зенон-эффект.) В то же время при выводе распределения Гиббса статистическая физика рассматривает систему, находящуюся в состоянии статистического равновесия при постоянной температуре. Никакого холодильника здесь нет. Отсутствие его в данном случае принципиально: такая система не может, в соответствии с теоремой Карно, производить полезную работу. В подобной системе, в отличие от системы с наблюдателем, появление частиц с высокой энергией может быть обусловлено только флуктуациями и ничем иным. Этим, по-видимому, и объясняется различие в результатах, получаемых в рамках «нормального» статистического подхода, и в случае, когда имеет место барьерный анти-Зенон-эффект.

В заключение автор выражает благодарность Н.Г. Есиповой, В.Г. Туманяну и Ю. Манкелевичу за интерес к работе и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (Москва, Наука, 1974).
2. В. И. Высотский и А. А. Корнилова, *Ядерный синтез и трансмутация элементов в биологических системах* (Мир, Москва, 2003).
3. E. C. G. Sudarshan and B. Misra, *J. Math. Phys.* **18** (4), 756 (1977).
4. A. Degasperis, L. Fonda, and G. C. Chirardi, *Nuovo Cimento A* **21** (3), 471 (1974).
5. W. Itano, D. Heinzen, J. Bollinger, and D. Wineland, *Phys. Rev. A* **41** (5), 2295 (1990).
6. D. Home and M. A. B. Whitaker, *J. Phys. A* **20** (11), 3339 (1987).
7. G. Levi, E. Foschi, B. Hoistad, et al., http://www.sif-fercoll.se/sffercoll/wp-content/uploads/2014/10/Lugano_ReportSubmit.pdf.
8. A. Rossi, United States Patent № US9, 115, 913B1, Date of Patent Aug. 25 2015.
9. А. Г. Пархомов, *Журн. формирующихся направлений науки* **2** (6), 57 (2014).
10. З. Флюгге, *Задачи по квантовой механике* (Мир, Москва, 1974), т. 1.
11. В. М. Файн, *Фотоны и нелинейные среды* (Советское радио, Москва, 1972).

On Atomic Nuclear Fusion Processes at Low-Temperatures. An Enhancement of the Probability of Transition through a Potential Barrier Due to the So-Called Barrier Anti-Zeno Effect

V.A. Namiot

Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Leninskie Gory, Moscow, 119991 Russia

It is known that in quantum mechanics the act of observing the experiment can affect the experimental findings in some cases. In particular, it happens under the so-called Zeno effect. In this work it is shown that in contrast to the “standard” Zeno-effect where the act of observing a process reduces the probability of its reality, an inverse situation when a particle transmits through a potential barrier (a so-called barrier anti-Zeno effect) can be observed, the observation of the particle essentially increases the probability of its transmission through the barrier. The possibility of using the barrier anti-Zeno effect is discussed to explain paradoxical results of experiments on «cold nuclear fusion» observed in various systems including biological ones. (According to the observers who performed the observations, the energy generation, which could not be explained by any chemical processes, as well as the change in the isotope and even element composition of the studied object may occur in these systems.

Key words: transmission of particle through a barrier; a barrier anti-Zeno effect; cold nuclear fusion