Общая физика

УДК 539.164, 539.165

Потеря устойчивости тяжелых ядер в сверхсильном магнитном поле

Д. В. Филиппов, Л. И. Уруцкоев, А. О. Бирюков, А. А. Рухадзе, П. В. Белоус

Рассмотрено влияние внешнего однородного постоянного сверхсильного магнитного поля $H >> H_0 = cm_e^2 e^3 \hbar^{-3}$ ***на устойчивость тяжелых ядер. Показано, что при помещении ряда стабильных тяжелых ядер в сверхсильное магнитное поле может стать заметной вероятность распада ядра по каналу, при котором происходит одновременное рождение*** α***-частицы и*** β***-электрона в связанном состоянии.***

PACS: 23.40.-s, 23.60.+e

Ключевые слова: альфа-распад, бета-распад, слабые взаимодействия, сверхсильное магнитное поле.

Введение

Исследование влияния электронной оболочки атома на процессы, происходящие в ядре, является актуальным и интенсивно развивающимся направлением современной ядерной физики низких энергий. Еще в 1947 г. Э. Сегре обратил внимание на то, что время жизни ядра, распадающегося с поглощением орбитального электрона (*e*-захват), должно зависеть от химического окружения, в котором находится ядро [1]. Он предложил измерить и сравнить периоды полураспада металлического ^{7}Be и, соответственно, ^{7}Be в составе химического соединения. Уже в 1949 г. (Сегре, Виганд) [2] и в 1951 г. (Бэйнбридж, Голдхабер) [3] были получены надежные экспериментальные результаты, в которых зарегистрированы изменения периодов полураспада, соответственно, ^{7}Be и метастабильного ^{99m}Tc вследствие различия конфигураций атомных электронных оболочек в разных химических соединениях.

Филиппов Дмитрий Витальевич, ведущий научный сотрудник.
Уруцкоев Леонид Ирбекович, главный научный сотрудник.
Бирюков Артем Олегович, аспирант.
Московский государственный университет печати.
Россия, 127550, Москва, ул. Прянишникова, 2А.
E-mail: filippov-atom@ya.ru
Рухадзе Анри Амвросьевич, главный научный сотрудник.
Институт общей физики РАН.
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.
E-mail: rukh@fpl.gpi.ru
Белоус Павел Виталиевич, студент.
Московский физико-технический институт.
Россия, 141700, МО, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.
E-mail: p.v.belous@gmail.com

Статья поступила в редакцию 22 марта 2012 г.

Следующий заметный шаг в понимании роли электронной оболочки атома в ядерных процессах был сделан в 60-е годы XX века, когда была развита теория дополнительного канала β^--распада, а именно, β^--распада в связанное состояние электрона [4]. При таком распаде β-электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту. Распад в связанное состояние дополнительно увеличивает фазовый объем конечных состояний и, следовательно, увеличивает вероятность β^--распада. Очевидно, что ионизация атома освобождает связанные атомарные состояния электронов и приводит к увеличению вероятности β-распада в связанное состояние электрона, а значит, и к уменьшению периода β-распада.

Долгое время считалось, что влияние атомных электронов на $\beta^{\pm}$-распад является лишь малой поправкой [5]. Однако результаты экспериментальных работ [6, 7] развеяли это заблуждение. Так, в работе [7] был исследован процесс β^--распада полностью ионизованного ^{187}Re. Оказалось, что полная ионизация уменьшила период полураспада ^{187}Re в 10^9 раз ($4{,}3\cdot10^{10}$ лет для нейтрального атома, 33 года для полностью ионизованного атома). Дальнейшие исследования показали, что электрическое поле атомных электронов влияет на вероятности ядерных распадов всех типов. Так как β^--распад в связанное состояние является процессом, противоположным *e*-захвату, расчет отношения вероятностей β^--распада в связанное состояние λ_b и в состояния непрерывного спектра λ_c аналогичен классическому расчету отношения вероятностей *e*-захвата к вероятности позитронного β^+-распада.

Ионизация атома — это не единственный и, по-видимому, не самый эффективный способ увеличить плотность свободных электронных состояний в области ядра. В ряде работ [8] Кадомцев обратил внимание на перестройку атомных электронов в сверхсильных магнитных полях с напряженностью $H >> H_0 = cm_e^2 e^3 \hbar^{-3} \approx 2{,}35 \cdot 10^9$ Э. При таких полях ларморовский радиус электрона r_L в магнитном поле мал по отношению к боровскому радиусу R_B, а энергия циклотронного вращения $\frac{1}{2}\hbar\Omega_C$ велика по сравнению с потенциалом ионизации атома водорода I_{H}.

Далее для изложения будем пользоваться релятивистской системой единиц, где $\hbar = c = m_e = 1$, причем c — скорость света, m_e и e — масса и заряд электрона, $\hbar$ — постоянная Планка. Применительно к обсуждаемой ситуации ряд основных соотношений в релятивистских единицах выглядит следующим образом:

$$\begin{gathered} H >> H_0 = \alpha^{3/2}, \;\; eH_0 = \alpha^2, \;\; r_L = (eH)^{-1/2}, \\ R_B = \alpha^{-1}, \;\; \Omega_C = eH, \;\; I_{\mathrm{H}} = \tfrac{1}{2}\alpha^2, \;\; e = \sqrt{\alpha}, \end{gathered} \tag{1}$$

где α — постоянная тонкой структуры. (Отметим, что в гауссовой системе $\alpha = \dfrac{e^2}{\hbar c} \approx \dfrac{1}{137}$.)

В рассматриваемом случае взаимодействие атомных электронов с внешним магнитным полем становится сильнее кулоновского взаимодействия с ядром. Движение электрона в постоянном однородном сверхсильном магнитном поле и центральном электрическом описывается суперпозицией двух движений: в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, — это движение по уровням Ландау [9, 10]; вдоль направления магнитного поля — одномерное кулоновское движение.

Такие сверхсильные магнитные поля стали обсуждаться в связи с открытием нейтронных звезд. Предполагается, что индукция магнитного поля нейтронных звезд достигает величины 10^{13} Гс. Исследованию нейтронных звезд в настоящее время уделяется большое внимание [11]. При этом основные обсуждаемые вопросы касаются протекания ядерных процессов (включая распады с участием слабых взаимодействий) в сверхсильных магнитных полях, так как эти процессы определяют излучение и динамику звезд.

В земных условиях сверхсильные импульсные магнитные поля достижимы в мощных фемтосекундных лазерах [12]. Плотность энергии на мишени в импульсе длительностью меньше 100 фс достигает 10^{20} Вт/см^2, что соответствует напряженности магнитного поля до 10^9 Э [13]. Экспериментально подтверждено наличие магнитного поля с индукцией $(0{,}7 \pm 0{,}1)\cdot 10^9$ Гс [14]. Несмотря на малое время воздействия ($\sim 10^{-13}$ с), этой длительности достаточно для протекания атомных процессов [12—15] (где характерное время, соответствующее энергии 5 эВ, составляет $\sim 10^{-16}$ с) и наблюдения изменения периодов ядерных распадов.

Корректное рассмотрение увеличения вероятности β^--распада атома, помещенного в сверхсильное магнитное поле, для тяжелых атомов может проводиться только в рамках уравнения Дирака. Одной из первых работ в этом направлении является [16], где в рамках уравнения Дирака исследован спектр связанных состояний электронов в кулоновском поле ядра и внешнем магнитном поле, но только для основного состояния поперечного движения. В [17] решено уравнение Дирака для электрона в центральном электрическом поле ядра и внешнем однородном магнитном поле не только для основного, но и для возбужденных уровней поперечного движения.

В работах [17, 18] рассмотрен не только разрешенный β-распад нейтрона, но и разрешенные и запрещенные распады различных ядер в присутствии внешнего сверхсильного магнитного поля с учетом связанных состояний β-электрона в электрическом поле ядра. Показано, что плотность состояний непрерывного спектра не зависит от величины магнитного поля, а плотность состояний дискретного спектра электронов возрастает, и именно за счет этого возрастает вероятность распада β-активных ядер во внешнем сверхсильном магнитном поле.

Поскольку физический механизм рождения запаздывающих нейтронов (ЗН) ядер-излучателей напрямую связан с процессами β-распада, то в работе [19] был поставлен вопрос о возможности изменения доли ЗН. В дальнейшем в [20] доказано, что доля ЗН увеличивается при ионизации атомов и при наложении на атом внешнего сверхсильного магнитного поля [21].

Совсем недавно появился ряд экспериментальных работ, в которых сообщается о наблюдении изменения периода α-распада тория и урана, находящихся в солевых растворах, при облучении пикосекундным лазерным излучением [22]. Теоретическому рассмотрению вопроса об устойчивости атома по отношению к α-распаду при помещении его в сверхсильное магнитное поле и посвящена данная работа.

Классическая теория α-распада

Кратко напомним классическую теорию α-распада [10, 23]. Вероятность α-распада пропорциональна произведению вероятности формирования α-частицы внутри ядра у его поверхности P_α и вероятности последующего туннельного прохождения α-частицы через потенциальный барьер D_α.

Вероятность формирования α-частицы рассчитывается в рамках оболочечной модели ядра [23] как квадрат матричного элемента перехода M_α из исходного состояния ядра в состояние, когда четыре нуклона образуют α-частицу. В рамках оболочечной модели волновые функции нуклонов, образовавших α-частицу, уже не являются собственными волновыми функциями состояний частиц на определенных орбитах ядра. Другими словами, можно считать, что нуклоны (два нейтрона и два протона) уничтожились при образовании α-частицы, а амплитуда перехода пропорциональна перекрытию волновых функций рожденной α-частицы и уничтоженных нуклонов:

$$P_\alpha \propto |M_\alpha|^2, \quad M_\alpha \propto \int_N \bar{\Psi}_f \times \tag{2}$$

$$\times \left\{ \sum_{n1,n2,p1,p2} \left(\bar{\psi}_\alpha \psi_{n1} \psi_{n2} \psi_{p1} \psi_{p2} \right) \hat{a}_{n1} \hat{a}_{n2} \hat{a}_{p1} \hat{a}_{p2} \right\} \Psi_i d^3 r,$$

где Ψ_i и Ψ_f — начальная и конечная волновые функции ядра;

ψ_α — волновая функция α-частицы;

$\psi_{n,p}$ — начальные волновые функции тех нейтронов и протонов, которые образовали α-частицу;

$\hat{a}$ — операторы уничтожения соответствующих нуклонов; в фигурные скобки выделена амплитуда перехода.

В паулиевском приближении подынтегральное выражение матричного элемента сводится к некоторой функции пространственных координат, которая представима в виде разложения по ортонормированным сферическим функциям. Тогда матричный элемент (2) можно записать в виде

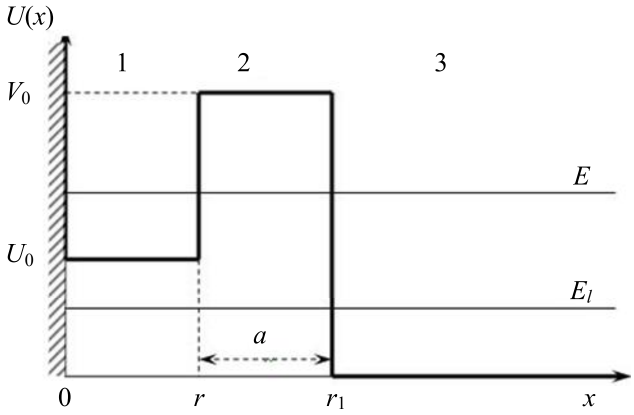
$$M_\alpha \propto \int_N \psi_\alpha^+ \Re_\alpha(\mathbf{r}) d^3 r. \tag{3}$$

В этом приближении волновая функция α-частицы является решением волнового уравнения Шредингера движения α-частицы в поле ядерных сил.

Волновая функция α-частицы при α-распаде может быть проанализирована на примере решения модельной одномерной (вдоль оси x) задачи с прямоугольным потенциалом [10]. Выберем значения потенциальной энергии следующим образом:

$$U(x) = \begin{cases} \infty & x < 0 \\ U_0 & 0 < x < r \\ V_0 > U_0 & r < x < r_1 = r + a \\ 0 & r_1 < x \end{cases}. \tag{4}$$

Обратим внимание, что в общем случае для различных ядер потенциал U_0 в (4) может быть как положительным (например, для α-активных ядер), так и отрицательным. Для наглядности зависимость $U(x)$ изображена на рисунке, где можно выделить три характерные области значений потенциальной энергии.



Потенциальная энергия модельной задачи

Волновая функция (решение уравнения Шредингера) для указанных трех областей будет иметь вид:

$$\frac{\psi(x)}{\psi_0} = \begin{cases} \sin(k_0 x) & 0 < x < r \\ B_1 \exp[-\kappa(x-r)] + B_2 \exp[\kappa(x-r)] & r < x < r_1 \\ A \exp[ik(x-r_1)] & r_1 < x < \infty \end{cases}, \tag{5}$$

где ψ_0 — нормировочный множитель. При этом имеем следующие очевидные соотношения:

$$\begin{gathered} k_0^2 = 2m(E - U_0) > 0, \\ \kappa^2 = 2m(V_0 - E) > 0, \\ k^2 = 2mE > 0, \end{gathered} \tag{6}$$

где E — энергия α-частицы. При этом в областях 1 и 3 волновая функция описывает реальную частицу, а внутри барьера (область 2) — виртуальную.

Из условий непрерывности ψ-функции (5) и ее производной получаем систему алгебраических уравнений:

$$\begin{gathered} B_2 + B_1 = \sin(k_0 r), \\ B_2 - B_1 = \frac{k_0}{\kappa} \cos(k_0 r), \\ A = B_2 \exp(\kappa a) + B_1 \exp(-\kappa a), \\ A \frac{ik}{\kappa} = B_2 \exp(\kappa a) - B_1 \exp(-\kappa a). \end{gathered} \tag{7}$$

Из первой пары уравнений (7) получаем:

$$B_1 = \frac{1}{2}\left(\sin(k_0 r) - \frac{k_0}{\kappa}\cos(k_0 r)\right),$$
$$B_2 = \frac{1}{2}\left(\sin(k_0 r) + \frac{k_0}{\kappa}\cos(k_0 r)\right), \quad (8)$$

из второй пары уравнений (7) получаем:

$$B_1 = \frac{A}{2}\left(1 - i\frac{k}{\kappa}\right)\exp(\kappa a),$$
$$B_2 = \frac{A}{2}\left(1 + i\frac{k}{\kappa}\right)\exp(-\kappa a). \quad (9)$$

Условие совместимости (8) и (9) дает уравнение для нахождения энергии α-частицы:

$$\frac{1 + i\dfrac{k}{\kappa}}{1 - i\dfrac{k}{\kappa}}\exp(-2\kappa a) = \frac{\operatorname{tg}(k_0 r) + \dfrac{k_0}{\kappa}}{\operatorname{tg}(k_0 r) - \dfrac{k_0}{\kappa}}. \quad (10)$$

В обычном для α-распада случае $\kappa a >> 1$, в первом приближении по $\exp(-\kappa a)$ получаем:

$$k_0 = k_{\text{Re}} - ik', \quad k = \sqrt{k_{\text{Re}}^2 + 2mU_0} - ik_1',$$
$$k_1' = k'\frac{k_{\text{Re}}}{\sqrt{k_{\text{Re}}^2 + 2mU_0}},$$
$$k'r = \frac{4}{\kappa^2}\frac{k_{\text{Re}}\sqrt{k_{\text{Re}}^2 + 2mU_0}}{\left(1 + \left(\dfrac{k_{\text{Re}}}{\kappa}\right)^2\right)\left(1 + \dfrac{k_{\text{Re}}^2 + 2mU_0}{\kappa^2}\right)}\exp(-2\kappa a), \quad (11)$$
$$A \sim \exp(-\kappa a) << 1,$$

где k_{Re} — дискретные энергетические уровни в прямоугольной яме с бесконечно высокими границами, которые находятся из решения уравнения:

$$\operatorname{tg}(k_{\text{Re}} r) = -\frac{k_{\text{Re}}}{\kappa}. \quad (12)$$

Из (11) ясно, что энергия имеет мнимую часть:

$$E = E_0 - \frac{1}{2}i\lambda, \quad \lambda = \frac{2k_{\text{Re}}}{m}k'. \quad (13)$$

Это свидетельствует о том, что волновая функция внутри ямы будет убывать со временем пропорционально $\exp(-\lambda t)$. Так как

$$k_{\text{Re}}^2 = 2m(E - U_0) = (m\upsilon)^2, \quad (14)$$

то υ можно интерпретировать как классическую скорость α-частицы внутри ядра, а $(\upsilon/2r)$ — как частоту соударений с барьером. Тогда имеем следующие соотношения:

$$\lambda = \frac{\upsilon}{2r}D_\alpha = \frac{k_{\text{Re}}}{2mr}D_\alpha, \quad D_\alpha = 4k'r. \quad (15)$$

Это значит, что вероятность туннельного прохождения α-частицы через барьер равна

$$D_\alpha = \frac{16}{\kappa^2}\frac{k_{\text{Re}}\sqrt{k_{\text{Re}}^2 + U_0}}{\left(1 + \left(\dfrac{k_{\text{Re}}}{\kappa}\right)^2\right)\left(1 + \dfrac{k_{\text{Re}}^2 + U_0}{\kappa^2}\right)} \times$$
$$\times \exp\left(-2a\sqrt{2m(V_0 - E)}\right). \quad (16)$$

Во внешней области 3 при удалении от ядра, т. е. при $x \to \infty$, нормировочный интеграл для функции ψ расходится из-за мнимой добавки k_1' к волновому числу k (11):

$$|\psi|^2 \propto \exp(2k_1' x),$$

однако этот рост компенсируется экспоненциальным убыванием энергии при $t \to \infty$, согласно (13).

Таким образом, матричный элемент в формулах (2) и (3) дает вероятность ядерного процесса рождения α-частицы в состоянии, описываемом волновой функцией ψ, но это состояние не означает, что α-распад произошел: в этом состоянии α-частицу можно обнаружить как внутри ядра (область 1), так и снаружи. Вероятность обнаружить частицу снаружи равна вероятности туннельного проникновения через потенциальный барьер (16).

Понятие αβ-распада

Несложно убедиться, что для ряда стабильных тяжелых ядер энергетически выгодным является процесс α-распада, происходящий одновременно с β-распадом (назовем этот совместный процесс "αβ-распад"):

$$^{A}_{Z}\text{X} \to {}^{A-4}_{Z-1}\text{Y} + {}^{4}_{2}\text{He} + e^- + \bar{\nu} + Q, \quad (17)$$

где X и Y — ядра с атомными весами A и (A — 4) и зарядами Z и (Z — 1), соответственно, $\bar{\nu}$ — антинейтрино, Q — выделяющаяся энергия. Например,

$$^{163}_{66}\text{Dy} \to {}^{159}_{65}\text{Tb} + {}^{4}_{2}\text{He} + e^- + \bar{\nu} + 0{,}7\ \text{MeV},$$
$$^{181}_{73}\text{Ta} \to {}^{177}_{72}\text{Hf} + {}^{4}_{2}\text{He} + e^- + \bar{\nu} + 2{,}02\ \text{MeV},$$
$$^{183}_{74}\text{W} \to {}^{179}_{73}\text{Ta} + {}^{4}_{2}\text{He} + e^- + \bar{\nu} + 1{,}57\ \text{MeV}, \quad (18)$$
$$^{184}_{74}\text{W} \to {}^{180}_{73}\text{Ta} + {}^{4}_{2}\text{He} + e^- + \bar{\nu} + 0{,}8\ \text{MeV},$$
$$^{186}_{74}\text{W} \to {}^{182}_{73}\text{Ta} + {}^{4}_{2}\text{He} + e^- + \bar{\nu} + 1{,}50\ \text{MeV},$$
$$^{201}_{80}\text{Hg} \to {}^{197}_{79}\text{Au} + {}^{4}_{2}\text{He} + e^- + \bar{\nu} + 1{,}05\ \text{MeV}.$$

При этом по отдельности α- и β-распады ${}^{163}_{66}\mathrm{Dy}$ энергетически запрещены. Существенное отличие данного процесса от классического α-распада (2) состоит в следующем: в αβ-распаде (17) полная энергия (сумма масс и кинетическая энергия) конечного ядра ${}^{A-4}_{Z-1}\mathrm{Y}$ и α-частицы всегда меньше массы ядра ${}^{A}_{Z+1}\widetilde{\mathrm{X}}$. Например, для первого распада из (18) сумма энергий α-частицы и ${}^{159}_{65}\mathrm{Tb}$ меньше массы ядра ${}^{163}_{67}\mathrm{Ho}$. Это, очевидно, следует из того, что исходное ядро является β-стабильным. Другими словами, искуственное совмещение α-частицы и ядра ${}^{159}_{65}\mathrm{Tb}$ не может дать реального ядра ${}^{163}_{67}\mathrm{Ho}$ — полученное ядро может быть только "виртуальным", т. е. с энергией, меньшей энергии основного состояния ядра ${}^{163}_{67}\mathrm{Ho}$.

Все стабильные изотопы, для которых энергетически выгодным является αβ-распад, приведены в таблице. В таблице указаны распадающийся изотоп, продукт и энергия αβ-распада.

Изотопы, для которых энергетически выгоден αβ-распад

αβ-распадчик			Продукт αβ-распада			Энергия αβ-распада, кэВ	Энергия α-распада, кэВ	Энергия β-распада, кэВ
Имя	*Z*	*A*	Имя	*Z*	*A*			
La	57	138	Ba	56	134	0,59	-2057	1045
Nd	60	145	Pr	59	141	2159	1578	-164
Nd	60	146	Pr	59	142	437	1182	-1470
Nd	60	148	Pr	59	144	917	597	-540
Nd	60	150	Pr	59	146	651	-415	-87
Pm	61	145	Nd	60	141	499	2321	-615
Sm	62	147	Pm	61	143	1269	2311	-1720
Sm	62	149	Pm	61	145	1707	1870	-691
Eu	63	151	Sm	62	147	2189	1963	-463
Eu	63	153	Sm	62	149	1345	272	-485
Gd	64	155	Eu	63	151	158	79	-822
Gd	64	157	Eu	63	153	118	-689	-59
Tb	65	159	Gd	64	155	113	-140	-366
Dy	66	161	Tb	65	157	284	343	-859
Dy	66	163	Tb	65	159	727	-242	-1.42
Ho	67	165	Dy	66	161	733	138	-376
Er	68	167	Ho	67	163	663	666	-747
Er	68	170	Ho	67	166	537	51	-313
Tm	69	169	Er	68	165	824	1201	-908
Yb	70	171	Tm	69	167	811	1557	-1479
Yb	70	173	Tm	69	169	1297	946	-671
Yb	70	174	Tm	69	170	426	738	-1357
Yb	70	176	Tm	69	172	1462	571	-105
Lu	71	175	Yb	70	171	1716	1619	-685
Lu	71	176	Yb	70	172	3448	1568	1192
Hf	72	177	Lu	71	173	1574	2245	-1166
Hf	72	178	Lu	71	174	709	2084	-1912
Hf	72	179	Lu	71	175	2276	1807	-109
Hf	72	180	Lu	71	176	1177	1281	-854
Ta	73	180	Hf	72	176	3224	2029	708
Ta	73	181	Hf	72	177	2024	1524	-188
W	74	183	Ta	73	179	1571	1682	-556
W	74	184	Ta	73	180	804	1657	-1483
W	74	186	Ta	73	182	1496	1123	-580
Re	75	185	W	74	181	2007	2195	-1013
Re	75	187	W	74	183	2723	1651	1.34
Os	76	186	Re	75	182	26	2822	-3831
Os	76	187	Re	75	183	2165	2720	-1501
Os	76	188	Re	75	184	660	2143	-2808
Os	76	189	Re	75	185	2409	1974	-533
Os	76	190	Re	75	186	797	1377	-2000

Окончание таблицы

αβ-распадчик			Продукт αβ-распада			Энергия αβ-распада, кэВ	Энергия α-распада, кэВ	Энергия β-распада, кэВ
Имя	Z	A	Имя	Z	A			
Os	76	192	Re	75	188	711	362	-1045
Ir	77	191	Os	76	187	2086	2084	-1019
Ir	77	193	Os	76	189	2027	1016	-55
Pt	78	195	Ir	77	191	1472	1158	-225
Pt	78	198	Ir	77	194	184	87	-324
Au	79	197	Pt	78	193	898	953	-600
Hg	80	199	Au	79	195	598	823	-1445
Hg	80	201	Au	79	197	1053	333	-483
Hg	80	204	Au	79	200	148	-512	-346
Tl	81	203	Hg	80	199	1363	909	-974
Tl	81	205	Hg	80	201	1419	143	-51
Pb	82	207	Tl	81	203	883	390	-2399
Pb	82	208	Tl	81	204	171	519	-2879
Bi	83	209	Pb	82	205	3086	3138	-1893
Th	90	232	Ac	89	228	4129	4082	-495
U	92	234	Pa	91	230	3549	4858	-1809
U	92	235	Pa	91	231	5068	4678	-123
U	92	238	Pa	91	234	4543	4269	-145

Хотя вероятность такого процесса в нормальных условиях крайне мала, сверхсильное магнитное поле может являться хорошим "катализатором". Так как в сверхсильном магнитном поле фазовый объем связанных состояний электронов, в которые может произойти β-распад, значительно возрастает [17, 18], то магнитное поле "вытягивает" электрон, который для указанных изотопов может родиться только вместе с вылетом α-частицы, т. е. "вырвавшаяся" α-частица дает необходимую энергию. Построение теории αβ-распада и расчет вероятности этого процесса аналогичен расчету вероятности запрещенных β-распадов [18, 23], но при этом ядерные функции конечного состояния должны учитывать рождение α-частицы. Заметим, что при β-распаде ядра в сверхсильном магнитном поле электрон будет рождаться в связанном состоянии.

Матричный элемент перехода

Матричный элемент αβ-распада, аналогично формулам (2) и (3), можно представить в виде суммы матричных элементов:

$$\begin{gathered} M_S = \int \Re_V(\mathbf{r}) \overline{\psi}_e \left(1+\gamma^5\right) \psi_\nu d^3 r, \\ M_V = \int \Re_V(\mathbf{r}) \overline{\psi}_e \gamma^0 \left(1+\gamma^5\right) \psi_\nu d^3 r, \\ M_T = \int \Re_{Aj}(\mathbf{r}) \overline{\psi}_e \gamma^0 \gamma^j \left(1+\gamma^5\right) \psi_\nu d^3 r, \\ M_A = \int \Re_{Aj}(\mathbf{r}) \overline{\psi}_e \gamma^j \left(1+\gamma^5\right) \psi_\nu d^3 r, \end{gathered} \tag{19}$$

где $\psi_{e,\nu}$ — функции Дирака для электрона и нейтрино,

$$\begin{gathered} \Re_V(\mathbf{r}) = \sum_{i, n1\neq i, n2\neq i, p1, p2} \Psi_f^+ \times \\ \times \left(\psi_\alpha^+ \psi_{n1} \psi_{n2} \psi_{p1} \psi_{p2}\right) \hat{a}_{n1} \hat{a}_{n2} \hat{a}_{p1} \hat{a}_{p2} \hat{\tau}_i \Psi_0, \\ \Re_{Aj}(\mathbf{r}) = \sum_{i, n1\neq i, n2\neq i, p1, p2} \Psi_f^+ \times \\ \times \left(\psi_\alpha^+ \psi_{n1} \psi_{n2} \psi_{p1} \psi_{p2}\right) \hat{a}_{n1} \hat{a}_{n2} \hat{a}_{p1} \hat{a}_{p2} \left(\sigma_j\right)_i \hat{\tau}_i \Psi_0, \end{gathered} \tag{20}$$

где Ψ_0 и Ψ_f — начальная и конечная волновые функции ядра в паулиевском приближении;

$\hat{\tau}_i$ — оператор, переводящий i-й нейтрон ядра в протон (сумма по i берется по всем нейтронам ядра);

$\psi_{\alpha,n,p}$ — волновые функции α-частицы и преобразованных в нее нейтронов и протонов;

$\hat{a}$ — операторы уничтожения соответствующих нуклонов.

Существенное отличие волновой функции α-частицы от случая классического α-распада (2) состоит в том, что ядро, образованное из α-частицы и конечного ядра ${}^{A-4}_{Z-1}\mathrm{Y}$, является виртуальным. Следовательно, в модельной задаче о волновой функции α-частицы, аналогичной (5), энергия α-частицы (E_l на рис.) должна быть меньше потенциальной энергии внутри ядра U_0, т. е., в отличие от классического α-распада (5), (6), волновая функция α-частицы ψ будет описывать реальную частицу снаружи ядра (область 3 на рис.), но виртуальную и внутри барьера (область 2) и во внутренней области ядра (область 3), т. е. α-частица рождается виртуальной:

$$\frac{\psi(x)}{\psi_0}=$$
$$=\begin{cases} \operatorname{sh}(\kappa_0 x) & 0<x<r \\ B_1\exp[-\kappa(x-r)]+B_2\exp[\kappa(x-r)] & r<x<r_1 \\ A\sin[k(x-r_1)+\varphi] & r_1<x<\infty \end{cases}, \quad (21)$$

где ψ_0 — нормировочный множитель,

$$\begin{gathered}\kappa_0^2=2m(U_0-E_l)>0, \\ \kappa^2=2m(V_0-E_l)>0, \\ k^2=2mE_l>0.\end{gathered} \quad (22)$$

Коэффициенты A и B находятся из условия непрерывности волновой функции и ее производной на границах областей, аналогично (7)—(11):

$$\begin{gathered}B_2+B_1=\operatorname{sh}(\kappa_0 r), \\ B_2-B_1=\frac{\kappa_0}{\kappa}\operatorname{ch}(\kappa_0 r), \\ A\sin\varphi=B_1\exp(-\kappa a)+B_2\exp(\kappa a), \\ A\frac{k}{\kappa}\cos\varphi=B_1\exp(-\kappa a)-B_2\exp(\kappa a).\end{gathered} \quad (23)$$

Из первой пары уравнений (23) получаем:

$$\begin{gathered}B_1=\frac{1}{2}\left(\operatorname{sh}(\kappa_0 r)-\frac{\kappa_0}{\kappa}\operatorname{ch}(\kappa_0 r)\right), \\ B_2=\frac{1}{2}\left(\operatorname{sh}(\kappa_0 r)+\frac{\kappa_0}{\kappa}\operatorname{ch}(\kappa_0 r)\right),\end{gathered} \quad (24)$$

из второй пары уравнений (23):

$$\begin{gathered}B_1=\frac{A}{2}\left(\sin\varphi+\frac{k}{\kappa}\cos\varphi\right)\exp(\kappa a), \\ B_2=\frac{A}{2}\left(\sin\varphi-\frac{k}{\kappa}\cos\varphi\right)\exp(-\kappa a).\end{gathered} \quad (25)$$

Условие совместимости (24) и (25) дает уравнение для нахождения начальной фазы φ, на которую никаких ограничений нет:

$$\frac{\operatorname{tg}\varphi-\frac{k}{\kappa}}{\operatorname{tg}\varphi+\frac{k}{\kappa}}\exp(-2\kappa a)=\frac{\operatorname{th}(\kappa_0 r)+\frac{\kappa_0}{\kappa}}{\operatorname{th}(\kappa_0 r)-\frac{\kappa_0}{\kappa}},$$
$$\operatorname{tg}\varphi=$$
$$=-\frac{k}{\kappa}\frac{\operatorname{th}(\kappa_0 r)+\frac{\kappa_0}{\kappa}+\exp(-2\kappa a)\left(\operatorname{th}(\kappa_0 r)-\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)}{\operatorname{th}(\kappa_0 r)+\frac{\kappa_0}{\kappa}-\exp(-2\kappa a)\left(\operatorname{th}(\kappa_0 r)-\frac{\kappa_0}{\kappa}\right)}. \quad (26)$$

Так как область значений tg не ограничена, то (26) имеет решение. Полученная модельная волновая функция α-частицы не противоречит никаким физическим законам и представлениям. Поскольку она отлична от нуля внутри ядра, то матричные элементы распада (19) не равны нулю.

Лептонный множитель

Так как (аналогично классическому β-распаду) волновые функции лептонов (электрона и нейтрино) мало меняются на размерах ядра, то лептонный множитель можно вынести из-под интеграла ядерного матричного элемента. Функции $\Re_V$ и $\Re_{Aj}$ (20), зависящие от пространственных координат, всегда можно представить в виде разложения по ортонормированным сферическим функциям [24] (сферические координаты r, φ, θ):

$$\begin{gathered}\psi(r,\varphi,\theta)=\sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}a_{lm}(r)Y_l^m(\varphi,\theta), \\ a_{lm}(r)=\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\sin\theta Y_l^m(\varphi,\theta)^*\psi(r,\varphi,\theta)d\theta d\varphi,\end{gathered} \quad (27)$$

где

$$Y_l^m(\varphi,\theta)=\sqrt{\frac{(l-m)!}{(l+m)!}\frac{(2l+1)}{4\pi}}P_l^m(\cos\theta)e^{im\varphi}, \quad (28)$$

$P_l^m(\cos\theta)$ — присоединенные полиномы Лежандра.

В этом случае (как и в случае классических β-распадов) при вычислении квадрата матричного элемента (19) ядерную часть матричного элемента можно вынести из-под знака суммирования по лептонным состояниям и квадрат каждого матричного элемента (19) равен

$$|M_i|^2=|M_{\mathrm{Ni}}|^2 f_s(Z,Q), \quad (29)$$

где $M_{\mathrm{Ni}}=\int\Re_i(\mathrm{r})r^sY_s(\theta,\varphi)d^3r$ — соответствующий первый ненулевой момент ядерной части матричного элемента;

f_s — интегральная функция Ферми, определяющая фазовый объем конечных лептонных состояний;

Q — энергия ядерного перехода.

В невозмущенном случае (т. е. при отсутствии внешнего магнитного поля) имеем:

$$f_s(Z,Q)=\int_1^Q F(Z,E)E\sqrt{E^2-1}(Q-E)^2S_s dE, \quad (30)$$

где F — функция Ферми, учитывающая отличие плотности электронов на ядре от плотности свободных частиц;

S_s — невозмущенный формфактор уникально-запрещенного спектра порядка запрета s [25].

При наложении на атом внешнего сверхсильного (в атомном масштабе) магнитного поля происходит “взрывное” увеличение лептонного фазового объема f за счет увеличения плотности свободных состояний электронов дискретного спектра. При этом можно считать, что такие магнитные поля малы в “ядерном” масштабе и ядерные части матричных элементов практически не меняются [17, 18]. В [17] вычислены волновые функции электрона во внешнем постоянном однородном сверхсильном магнитном поле и центральном электрическом поле ядра в цилиндрических координатах. В [18] эти решения преобразованы в сферические координаты, вычислены коэффициенты разложения произведений $\psi_e^{(t)*}\psi_\nu^{(i)}$ (для всех компонент спиноров t и i) по сферическим функциям. Спектр связанных состояний электронов приведен в [18]

$$E_{N\kappa}^2 = E_0^2(N)\left[1+\left(\frac{\alpha Z}{\chi}\right)^2\right]^{-1}, \qquad (31)$$

где $E_0=\sqrt{1+2N\gamma}$, N — номер уровня Ландау поперечного движения; γ — напряженность магнитного поля (в обычных единицах $\gamma=(c\hbar)^{-1}eH$); κ — квантовое число продольного движения для основного уровня продольного движения, а значение

$$\chi_0^{-1} \sim \ln\left(\frac{\gamma}{4E_0^2(\alpha Z)^2}\right). \qquad (32)$$

При больших напряженностях магнитного поля параметры κ отличаются от целых чисел $\chi = K+\delta\kappa$ на величину [26]:

$$\delta\chi = \left[\ln\left(\frac{\sqrt{\gamma}}{2E_0\alpha Z}\right)+\ln(K)\right]^{-1}. \qquad (33)$$

Сумма лептонного фазового объема по всем состояниям нейтрино и электронов в состояниях на уровне Ландау N, соответствующего квантовому числу продольного движения κ, для сферической функции порядка s равен:

$$f_{sN\chi} \propto B_\chi \frac{\alpha Z}{\chi}\gamma\left(Q-E_{N\chi}\right)^2 S_s^H\left(E_{N\chi},Q\right), \qquad (34)$$

где $B_\chi \equiv \left|W(\varpi_\chi)\right|^2$, $W(\varpi_\chi)$ — значение функции Уиттекера в точке нуля производной; S_s^H — формфактор запрещенного распада в магнитном поле:

$$S_s^H(E,Q)=\sum_{l=0}^{s} T_l^s (N\gamma)^l (Q-E)^{2(s-l)}. \qquad (35)$$

Соответствующие коэффициенты T приведены в [18]. Сумма лептонного фазового объема (34) по всем электронным состояниям дискретного спектра равна:

$$f_s \propto \sum_\chi\left(\frac{B_\chi}{\chi}\alpha Z\sum_{N=1}^{N_{\max}}\gamma\left(Q-E_{N\chi}\right)^2 S_s^H\left(E_{N\chi},Q\right)\right),$$
$$N_{\max}=\frac{Q^2(1+2\varepsilon)-1}{2\gamma},\quad \varepsilon=\frac{1}{2}\left(\frac{\alpha Z}{\chi}\right)^2. \qquad (36)$$

Коэффициенты B_κ ограничены снизу, так как из [27] вытекает, что

$$W(\varpi_\chi)\sim\frac{(-1)^\chi}{\pi}\varpi_\chi^{1/4}\Gamma\left(\chi+\frac{1}{4}\right)\cos\left(2\sqrt{\chi\varpi_\chi}+\frac{\pi}{4}\right)\times$$
$$\times\left[1+O\left(\frac{1}{\sqrt{\chi}}\right)\right], \qquad (37)$$
$$B_\chi=\left|W(\varpi_\chi)\right|^2\to\infty \quad \text{при } \chi\to\infty,$$

т. е. формально сумма (36) расходится, и основной вклад в вероятность β-распада дают именно возбужденные состояния продольного движения.

Для разрешенных и уникально-запрещенных $\alpha\beta$-распадов среди матричных элементов (19) только один является подавляющим, и в этих случаях очевидно, что вероятность распада пропорциональна квадрату этого матричного элемента. Таким образом, вероятность распада пропорциональна функции Ферми f, которая в сверхсильном магнитном поле пропорциональна фазовому объему связанных состояний электронов (36) и фазовому объему нейтрино. Поскольку последний пропорционален квадрату энергии нейтрино, то для распада в связанное состояние электрона вероятность распада пропорциональна квадрату выделяющейся в ядерном процессе энергии Q:

$$\lambda_{\alpha\beta}\propto Q^2\sum_\chi\left(\frac{B_\chi}{\chi}\right). \qquad (38)$$

Для запрещенных (неуникальных) распадов среди матричных элементов (19) найдутся такие, которые будут иметь близкие значения, и вероятность распада будет вычисляться более сложным образом. Но в любом случае для оценки всегда можно использовать выражение (38).

Заключение

Проведенное аналитическое рассмотрение приводит к выводу, что в сверхсильном магнитном поле (таком, что ларморовский радиус электрона становится малым по сравнению с боровским радиусом) фазовый объем незанятых лептонных состояний неограниченно возрастает, т. е. наблюдается так называемый "взрыв фазового объема". Это приводит к росту вероятностей ядерных распадов с рождением электрона. Энергетически разрешенные ядерные процессы, в которых одновременно с α-распадом происходит β-распад в связанное состояние ("$\alpha\beta$-распад"), в сверхсильном магнитном поле могут приобрести конечные вероятности за счет "взрыва лептонного фазового объема".

Авторы обращают внимание читателей на то, что в предлагаемой работе не доказывается существование гипотетического явления $\alpha\beta$-распада, а предлагается лишь качественное рассмотрение гипотезы и показывается, что данная гипотеза не противоречит физическим законам. Фактически сообщается "наблюдение" того обстоятельства, что ряд стабильных ядер имеют энергетически выгодный канал распада, при котором одновременно задействованы и слабые, и сильные ядерные взаимодействия. Кроме того, предлагается гипотетическая возможность увеличения вероятности такого процесса в сверхсильных магнитных полях нейтронных звезд.

Работа выполнена при частичной поддержке аналитической ведомственной целевой программы “Развитие научного потенциала высшей школы”, проект № 2.1.1/2840.

Литература

1. *Segre E.* // Phys. Rev. 1947. V. 71. P. 274.
2. *Segrè E., Wiegand C. E.* // Ibid. 1949. V. 75. No. 1 P. 39; *Leininger R. F., Segrè E., Wiegand C. E.* // Ibid. V. 76. No. 7. P. 897.
3. *Bainbridge K. T., Goldhaber M.* // Ibid. 1951. V. 84. No. 6. P. 1260.
4. *Bahcall J. N.* // Phys. Rev. 1961. V. 124. No. 2. P. 495; Баткин И. С. // Известия АН СССР, сер. Физ. 1976. Т. 40. № 6. С. 1279; *Takahashi K., Yokoi K.* // Nucl. Phys. A. 1983. V. 404. No. 3. P. 578; *Takahashi K., Boyd R. N., Mathews G. J., Yokoi K.* // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. No. 4. P. 1522.
5. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. Т. 5. Атомная и ядерная физика. — М.: Физматлит, 2002; *Мухин К. Н.* Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. — М.: Атомиздат, 1974.
6. *Jung M., Bosch F., Beckert K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. No. 15. P. 2164.
7. *Bosch F., Faestermann T., Friese J. et al.* // Ibid. 1996. V. 77. No. 26. P. 5190.
8. *Кадомцев Б. Б.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 5. С. 1765; *Кадомцев Б. Б., Кудрявцев В. С.* // Письма в ЖЭТФ 1971. Т. 13. № 1. С. 61; *Кадомцев Б. Б., Кудрявцев В. С.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 1. С. 144.
9. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. — М.: Физматлит, 2001; *Соколов А. А., Тернов И. М.* Релятивистский электрон. — М.: Наука, 1974.
10. *Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч.* Квантовая механика. — М.: Наука, 1979.
11. *Duez M. D., Liu Y. T, Shapiro S. L. et al.* // Phys. Rev. D. 2006. V. 73**.** P. 104015; *Potekhin A. Y., Chabrier G, Shibanov Yu. A.* // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. No. 2. P. 2193; *Яковлев Д. Г., Левенфиш К. П., Шибанов Ю. А.* // УФН. 1999. Т. 169. № 8. С. 825.
12. *Крайнов В. П., Смирнов М. Б.* // УФН. 2000. Т. 170. № 9. С. 969; *Косарев И. Н* // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 10. С. 73; *Ложкарев В. В., Гаранин С. Г., Герке Р. Р. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. № 4. С. 196.
13. *Беляев В. С., Костенко О. Ф., Лисица В. С.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. № 12. С.784.
14. *Wagner U., Tatarakis M., Gopal A. et al.* // Phys. Rev. E. 2004. P. 026401.
15. *Беляев В. С., Виноградов В. И., Матафонов А. П. и др.*// Письма в ЖЭТФ. Т. 81. № 12. С. 753; *Балыкин В. И.* // Там же. 2005. Т. 81. № 5. С. 268.
16. *Ораевский В. Н., Рез А. И., Семикоз В. Б.* // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 3. С. 820.
17. *Филиппов Д. В.* // ЯФ. 2007. Т. 70. № 2. С. 280.
18. *Филиппов Д. В.* // ЯФ. 2007. Т. 70. № 12. С. 2068.
19. *Filippov D. V., Rukhadze A. A., Urutskoev L. I.* // Annales Fondation Louis de Broglie. 2004. V. 29. Hors Serie 3. P. 1207.
20. *Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В.* // ЯФ. 2006. Т. 69. № 5. С. 820; *Гангрский Ю. П., Карпешин Ф. Ф., Тржасковская М. Б., Пенионжкевич Ю. Э.* // ЯФ. 2008. Т. 71. № 6. С. 979.
21. *Рухадзе А. А., Уруцкоев Л. И., Филиппов Д. В.* // Прикладная физика. 2006. № 5. С. 8.
22. *Shafeev G. A., Simakin A. V., Bozon-Verduraz F., Robert M.* // Appl. Surf. Sci. 2007. V. 254. P. 1022.
23. *Бор О., Моттельсон Б.* Структура атомного ядра. Т. 1 — М.: Мир, 1971; Т. 2 — М.: Мир, 1977.
24. *Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К.* Квантовая теория углового момента. — Ленинград: Наука, 1975.
25. *Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н., Суслов Ю. П.* Бета-процессы. — М.—Л.: Наука, 1972.
26. *Жилич А. Г., Монозон Б. С.* // ФТТ. 1966. Т. 8. № 12. С. 3559.
27. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. — М.: Наука, 1979.

Loss of stability of the heavy nuclei in a superstrong magnetic field

D. V. Filippov, L. I. Urutskoev, A. O. Biryukov
Moscow State University of Printing Arts
2A Pryanishnikov str., Moscow, 127550, Russia
E-mail: filippov-atom@ya.ru

A. A. Rukhadze
A. M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
38 Vavilova str., Moscow, 119991, Russia
E-mail: rukh@fpl.gpi.ru

P. V. Belous
Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institutskiy al, Dolgoprudnyi, Moscow region,141700, Russia
E-mail: p.v.belous@gmail.com

Considered is the influence of an external uniform constant superstrong magnetic field such as $H >> H_0 = cm_e^2 e^3 \hbar^{-3}$ ***on stability of the heavy nuclei. It is shown that placing certain of stable heavy nuclei into a superstrong magnetic field can make a significant probability of decay. The nuclear canals, in which simultaneous borning of an*** α***-particle and a*** β***-electron in bound state occurs, become more probable.***

PACS: 23.40.-s, 23.60.+e

Keywords: alpha-decay, beta-decay, weak interaction, superstrong magnetic field.

Bibliography — 27 references. *Received March 22, 2012*