

RADIOACTIVITY

Yu. E. PENIONZHKEVICH

General concepts of nuclear stability with respect to radioactive decay are presented. A description is given of some new types of radioactive decay – proton and cluster radioactivity, spontaneous fission, whose investigation allows to obtain important information on the properties of nuclear matter.

Даны общие представления об устойчивости ядер по отношению к радиоактивному распаду. Описаны некоторые новые типы радиоактивного распада – протонная и кластерная радиоактивность, спонтанное деление, активные исследования которых в последнее время позволяют получить важную информацию о свойствах ядерной материи.

© Пенионжкевич Ю.Э., 1999

**РАДИОАКТИВНОСТЬ
(к 100-летию открытия)**

Ю. Э. ПЕНИОНЖКЕВИЧ

Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет)

Нобелевская премия 1903 года по физике была присуждена “профессору Антуану Анри Беккерелю за открытие самопроизвольной радиоактивности, профессору Пьеру Кюри и Марии Складовской-Кюри за их работы, относящиеся к излучению, открытому Анри Беккерелем”. Первое в мире сообщение о существовании радиоактивности – это сообщение Анри Беккереля на заседании Парижской академии наук 24 февраля 1896 года, в котором он описал результаты своих опытов по обнаружению засветки фотоэмульсии в результате контакта с бисульфатом урана. Позднее он открыл свойство излучения урановой соли вызывать ионизацию. После этих сообщений Мария и Пьер Кюри нашли еще один элемент, обладающий способностью испускать лучи, – торий, точнее, его соединения. В соединениях урана и тория они обнаружили аномальную радиоактивность гораздо сильнее той, которую можно было ожидать от урана и тория. В результате дополнительных экспериментов в 1898 году они пришли к выводу, что в результате распада тория и урана образуются новые химические элементы – радий и полоний. Таким образом, 1896–1898 годы можно считать годами столетнего юбилея открытия радиоактивности. В течение двух лет научная общественность мира отмечала этот столетний юбилей, связанный с одним из фундаментальнейших открытий века. За сто лет произошли существенные изменения в представлениях о строении и свойствах ядерной материи и соответственно радиоактивного распада ядер. Были открыты новые виды радиоактивного распада – двойной β -распад, распады из изомерных состояний ядер, протонный и двухпротонный распад, и, наконец, недавно был обнаружен новый вид радиоактивности – кластерный распад ядер. Этим новым видам радиоактивности и посвящена настоящая статья.

Вначале для дальнейшего понимания изложим основные принципы, связанные с радиоактивным распадом.

ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Основной характеристикой распада ядер является вероятность их распада. Если в момент времени t существует N радиоактивных ядер, то число распадающихся dN ядер за временной интервал dt будет пропорционально N в соответствии с зависимостью

$$\lambda = -\frac{dN(dt)}{N}, \quad (1)$$

в которой λ является постоянной величиной, называемой константой радиоактивного распада. Правая часть (1) определяет вероятность распада ядра в единицу времени. Эта вероятность является постоянной, определяющей время жизни каждого ядра. Интегрирование выражения (1) ведет к экспоненциальному закону радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

где N_0 – число начальных ядер в момент $t = 0$.

Период полураспада $t_{1/2}$ определяет время, необходимое для распада половины начальных ядер. Поэтому заменяя $N = N_0/2$ в выражении (2), получаем

$$t_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (3)$$

Можно определить для большого числа распадающихся ядер величину так называемого среднего времени жизни. Эта величина определяется суммой времен жизни всех ядер, деленной на начальное число радиоактивных ядер. За время t остается $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ ядер, и за временной интервал t и $t + dt$ распадается ядер $-dN(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$. За время t суммарная продолжительность жизни составляет $t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$. Интегрируя по всем временам t , можно получить полную продолжительность жизни $\int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$. И

тогда среднее время жизни

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = \int_0^{\infty} t \lambda e^{-\lambda t} dt. \quad (4)$$

Преобразуя этот интеграл, получаем

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (5)$$

Таким образом, среднее время жизни – величина, обратная постоянной распада. Период полураспада ядра в этом случае определяется соотношением

$$t_{1/2} = 0,693 \tau. \quad (6)$$

Единицей радиоактивности является кюри. Эта единица соответствует $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду. В системе стандартов СИ единица активности – беккерель (Бк). 1 Бк равен одному ядерному превращению за 1 секунду или 0,027 нанокюри (нКи = $1 \cdot 10^{-9}$ Ки = 37 ядерных распадов за секунду).

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЯДЕР

Прежде чем говорить о разных типах радиоактивного распада, необходимо рассмотреть такие характеристики ядер, как их энергия связи, поверхностная

энергия, ядерные оболочки, которые в основном и определяют характеристики распада.

Объем ядра и полная энергия связи ядер пропорциональны числу нуклонов в ядре. Это свидетельствует о слабой сжимаемости ядерного вещества и насыщенном характере ядерных сил, то есть означает, что нуклон, находящийся в ядре, взаимодействует лишь с небольшим числом других нуклонов. Таким образом, ядро можно сравнить с каплей несжимаемой жидкости и использовать эту аналогию при рассмотрении вопроса об энергии связи ядра. На основе жидкокапельной модели с помощью полумпирических расчетов были получены полезные выражения, связывающие полную энергию связи (или массу) с нуклонным составом ядра (то есть с Z и A). Приведенное ниже одно из таких соотношений хорошо описывает экспериментально измеренные энергии связи ядер и обычно используется при их расчетах:

$$E_{\text{св}} = 14,0A - 13,1A^{2/3} - 0,585Z(Z-1)A^{-1/3} - 18,1(A-2Z)^2A^{-1} + 8A^{-1}. \quad (7)$$

В этом выражении $E_{\text{св}}$ – полная энергия связи (в МэВ), то есть энергия, необходимая для расщепления ядра на отдельные нуклоны. Первый член отражает тот факт, что полная энергия связи пропорциональна числу нуклонов A . Это свидетельствует о том, что ядерные силы имеют короткий радиус действия и насыщенный характер. Однако на нуклоны, расположенные на поверхности ядра, такие силы не действуют, и поэтому следует учитывать уменьшение энергии связи, пропорциональное поверхности ядра. Этот учет производится с помощью второго (отрицательного) члена, пропорционального объему ядра, то есть $A^{2/3}$. Кулоновские силы отталкивания являются дальнедействующими и проявляются между всеми протонами в ядре, то есть каждый из Z протонов взаимодействует с остальными $Z-1$ протонами, что приводит к уменьшению энергии связи – это обстоятельство учитывается третьим членом. А так как среднее расстояние между протонами пропорционально радиусу ядра, то в третий член вводится еще коэффициент $A^{-1/3}$. Кулоновский член приобретает тем большее значение, чем больше протонов содержит ядро. Поэтому при $Z > 20$ все стабильные ядра содержат больше нейтронов, чем протонов. Таким образом, выражение для энергии связи должно содержать отрицательный член, величина которого возрастает при увеличении разности $|N - Z| = |A - 2Z|$, а поскольку эффект уменьшения энергии связи наблюдается в одинаковой степени как при избытке нейтронов, так и при избытке протонов, то четвертый член (член симметрии) записывается в виде $(A - 2Z)^2$. Множитель A^{-1} означает, что вклад в энергию связи, вызванный образованием нейтронно-протонных пар, линейно зависит от вероятности нахождения такой пары в данном объеме, а эта вероятность обратно пропорциональна объему ядра.

И наконец, последний, пятый член в выражении (7) отражает тот экспериментальный факт, что энергия связи ядра при данном A зависит от того, будут ли Z и N четными или нечетными. Наиболее стабильными оказываются так называемые четно-четные ядра (Z и N четные). Параметр δ называется коэффициентом спаривания.

Средняя энергия связи ϵ , приходящаяся на один нуклон, для всех элементов, за исключением нескольких наиболее легких, почти одинакова. На рис. 1 показана зависимость средней энергии связи нуклонов в ядре от массового числа A . В области легких элементов значение ϵ для четных A заметно больше среднего значения ϵ для соседних нечетных A . Такая же закономерность наблюдается для больших массовых чисел. Среди наиболее легких ядер наблюдается нерегулярное изменение энергии связи на один нуклон. В частности, энергии связи таких ядер, как ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, очень высоки (рис. 1). Это обстоятельство имеет важное значение, особенно при рассмотрении астрофизических аспектов образования элементов и солнечной энергии.

Существуют также такие понятия, как дефект масс и коэффициент упаковки. Дефект масс Δ представляет собой разность между массой атома M и его массовым числом A ($\Delta = M - A$). Коэффициентом упаковки f называется отношение дефекта массы к массовому числу ($f = \Delta/A$). Зависимость f от A обратная по отношению к зависимости ϵ от A . Хотя среднее значение энергии связи в расчете на один нуклон является медленно меняющейся функцией массового числа, энергия связи, вносимая при присоединении к ядру одного дополнительного протона или нейтрона, может существенно изменяться

при переходе от одного ядра к другому. Например, энергии связи дополнительного нейтрона в ядрах ${}^{44}\text{Ca}$, ${}^{45}\text{Ca}$, ${}^{46}\text{Ca}$, ${}^{47}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$ равны соответственно 11,13; 7,36; 10,31; 6,46; 9,23. Видно, что здесь очень четко проявляется эффект, связанный с четностью или нечетностью массового числа. В некоторых случаях целесообразно рассматривать энергию связи в ядре целой группы нуклонов, например α -частицы или более сложного ядра. Энергию связи α -частицы (${}^4\text{He}$ с массой 4,00260) в ${}^{235}\text{U}$ (масса 235,04393) можно вычислить зная массы этих ядер и массу ядра ${}^{231}\text{Th}$ (231,03635). Она оказывается равной $231,03635 + 4,00260 - 235,04393 = -0,00498$ а.е.м., или 4,64 МэВ. Отрицательная энергия связи означает, что ядро ${}^{235}\text{U}$ термодинамически неустойчиво по отношению к распаду на ${}^{231}\text{Th}$ и ${}^4\text{He}$. Энергия связи α -частиц отрицательная для всех “стабильных” ядер с $A \geq 140$.

Энергии связи ядер можно представить в виде функции A и Z с помощью некоторой трехмерной поверхности, являющейся геометрическим выражением уравнения (7). В этом случае рассматривают не энергию связи $E_{\text{св}}$, а массу ядра M , связанную с $E_{\text{св}}$ соотношением

$$M = ZM_{\text{H}} + (A - Z)M_{\text{n}} - E_{\text{св}}, \quad (8)$$

где M_{H} и M_{n} — соответственно массы ядра водорода (938,77 МэВ) и нейтрона (939,55 МэВ). Из уравнений (7) и (8) легко получить полуэмпирическое выражение для массы ядер

$$M = 925,55A - 0,78Z + 13,1A^{2/3} + 0,585Z(Z - 1)A^{-1/3} + 18,1(A - 2Z)^2A^{-1} - \delta A^{-1}. \quad (9)$$

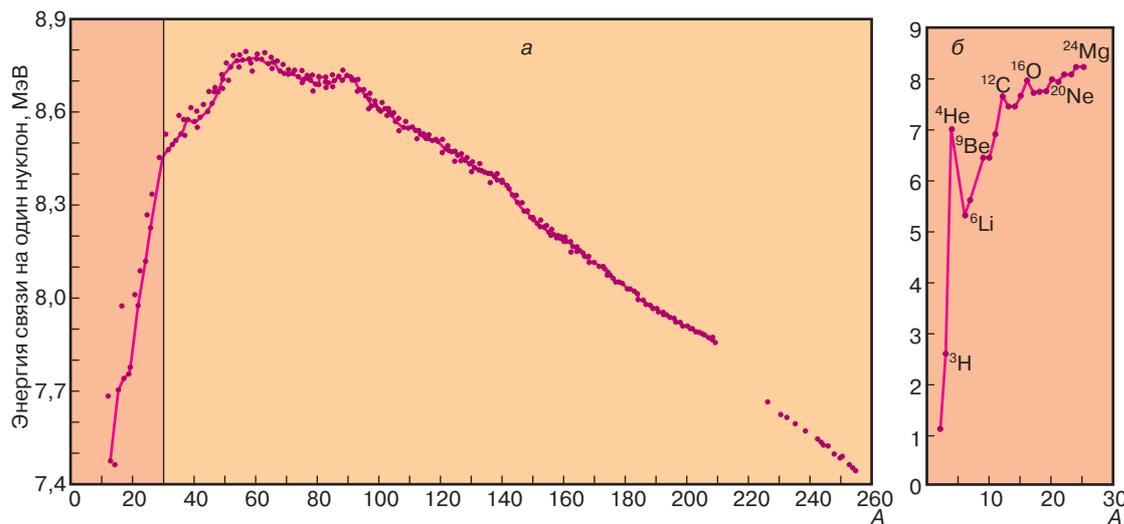


Рис. 1. Зависимость энергии связи ядер на один нуклон для области масс $15 \leq A \leq 255$ (а) и для области масс $2 \leq A \leq 30$ (б)

Это выражение представляет собой квадратичное уравнение относительно Z , и его можно записать в более общем виде следующим образом:

$$M = c - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \frac{a_a}{A} (A - 2Z)^2 + \frac{\delta}{A}. \quad (10)$$

Таким образом, при определенном A и при данном значении δ уравнение (10) есть уравнение параболы. Сечение поверхности при любом нечетном A ($\delta = 0$) дает одну параболу, сечение при любом четном A ($\delta = \pm 1$) дает две параболы, сдвинутые друг относительно друга на оси энергии на $2\delta/A$, но в остальном совершенно идентичные. Массовые (или энергетические) параболы используют при систематике процессов β -распада, а также для наглядного представления о стабильности ядер. На рис. 2 представлены вычисления по уравнению (10) параболы $28 \leq Z \leq 30$ и $A = 65$.

Во всех этих рассуждениях мы рассматривали ядро как статистический ансамбль нейтронов и протонов. Такая модель, согласно которой ядро уподобляется жидкой капле, хорошо объясняет многие свойства ядер. Однако определенные экспериментальные данные по характеристикам распада ядер указывают на существование в ядре некоторой структуры, аналогичной электронным оболочкам в атоме. Было установлено также, что 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126 являются магическими числами и определяют замкнутые оболочки в ядрах. Такие ядра оказываются более стабильными по отношению к различным видам радиоактивного распада. Хорошо известен тот факт, что все три природных радиоактивных семейства (урана, тория и актиния) заканчиваются стабильными изотопами свинца ($Z = 82$). Наиболее тяжелые стабильные нуклиды ^{208}Pb и ^{209}Bi содержат по 126 нейтронов. Теоретически предсказано существование магического сверхтяжелого ядра $^{298}114$ [1]. Один из изотопов сверхтяжелого элемента был недавно открыт в Дубне [7].

РАСПАД НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР

При рассмотрении вопроса об энергиях связи ядер было получено уравнение устойчивости ядра по отношению к радиоактивному распаду: ядро оказывается энергетически устойчивым по отношению к определенному виду распада, если его масса меньше суммы масс продуктов, образующихся при ядерном превращении. При этом учитываются свойства ядерной энергии: объемной энергии, поверхностного и кулоновского членов, а также членов, учитывающих влияние симметрии и энергии образования пар нуклонов. Однако при рассмотрении любой энергетически неустойчивой системы необходимо учитывать также скорости протекания различных процессов, так как термодинамически неустойчивая система во многих случаях может рассматриваться как вполне стабильная. Примером этого могут служить ядра с $A > 140$, называемые ста-

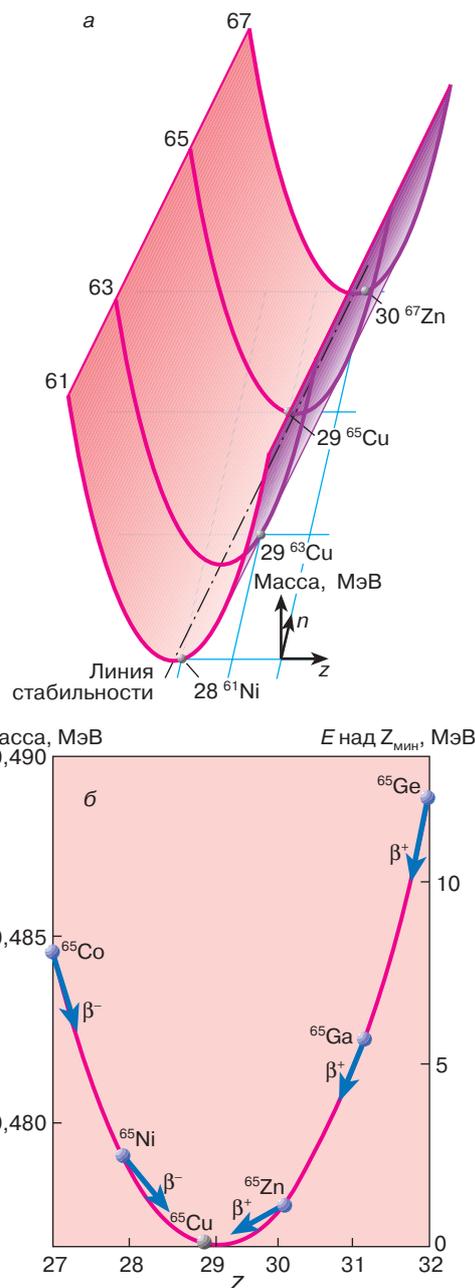


Рис. 2. Парабола стабильности для средних ядер. Трехмерное представление долины стабильности для ядер $28 \leq A \leq 30$ (а). Парабола стабильности для ядер с $A = 65$. Стабильное ядро ^{65}Cu (б)

бильными. Таким образом, весьма важной характеристикой радиоактивного распада являются скорость распада или период полураспада. Поэтому при рассмотрении характеристик радиоактивного распада ядер необходимо учитывать влияние различных факторов на скорость радиоактивного распада.

К таким факторам, кроме энергетической неустойчивости ядер, рассмотренной выше, относятся и другие свойства ядер, а также составляющих их нуклонов. Большую роль в радиоактивных превращениях ядер играют проницаемость потенциального барьера ядра, механизм формирования альфа-частиц и кластеров из нуклонов, сверхтекучие свойства ядер и др. Таким образом, при рассмотрении характеристик распада каждого ядра приходится учитывать его энергетические и квантово-механические свойства, что является достаточно сложной математической задачей.

Как хорошо известно из основ ядерной физики [2], основными типами распадов являются α -распад, β -распад и γ -распад. Не обсуждая особенности и характеристики этих достаточно хорошо известных типов радиоактивного распада, рассмотрим здесь другие типы распадов, исследованию которых в последнее время посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ.

Протонная и двухпротонная радиоактивность

Открывшиеся возможности получения сильно протонноизбыточных ядер привели к экспериментальному обнаружению двух новых видов распада: протонной и двухпротонной радиоактивности. До определенного времени считалось, что в широком интервале массовых чисел для изотопов, устойчивых по отношению к β -распаду, испускание протона в отличие от α -распада энергетически невыгодно. Доказательством тому служил тот простой факт, что четыре нуклона в свободной α -частице связаны значительно сильнее, чем в любом тяжелом ядре. Для испускания же ядром протона требуется энергия порядка нескольких мегаэлектронвольт, соответствующая его энергии связи в дочернем ядре. Между тем при очень сильном продвижении от стабильных изотопов в сторону протонного избытка ядра становятся способными испускать протоны, в основном за счет увеличивающегося вклада кулоновского члена и члена, учитывающего влияние симметрии в уравнении энергии связи ядра (7). Однако для ядер, сильно удаленных от области β -стабильности, энергии β -распада должны быть велики, и поэтому периоды их полураспада для процесса испускания позитрона или захвата электрона оказываются малыми. Таким образом, испускание протонов может быть обнаружено только в том случае, если период полураспада этого процесса также относительно невелик ($\tau_{1/2} \ll 1$ с). Это является причиной того, что для легких ядер ($Z < 20$) вследствие большой скорости протонного распада наблюдение протонно-радиоактивного изотопа мало вероятно. При более высоких Z , для которых диапазон измеримых периодов полураспада соответствует более широкому интервалу энергий распада, ядра, способные испускать протон, должны быть расположены достаточно далеко от области стабильности ядер,

что до последнего времени было проблематично в связи с трудностью их синтеза в ядерных реакциях. Однако успехи в области ускорительной техники и физических методик позволили существенно продвинуться в область суперпротонноизбыточных ядер и впервые наблюдать протонные излучатели, такие, как $^{165, 166, 167}\text{Ir}$, ^{171}Au , ^{185}Bi (ядра, отстоящие на 16–18 нейтронов от стабильных ядер).

Возможность существования нового типа радиоактивного распада — двухпротонного распада была предсказана В.И. Гольданским [3]. Этот процесс должен наблюдаться для протонноизбыточных легких ядер ($Z \leq 50$) с четным Z . Такие ядра, будучи устойчивыми к испусканию одного протона, могут оказаться нестабильными к испусканию сразу двух протонов ввиду того, что за счет спаривания нуклонов (последний член в выражении (7)) энергия связи последнего (четного) протона в ядре (Z^A) может быть положительной в отличие от энергии связи последнего (нечетного) протона в ядре ($(Z-1)^{A-1}$). Используя обычное выражение для вероятности проникновения сквозь потенциальный барьер, можно оценить значения периодов полураспада, которые, как оказалось, должны меняться в более широких пределах, чем при испускании одного протона. В настоящее время в нескольких экспериментах, проведенных на ускорителях тяжелых ионов, было получено подтверждение существования двухпротонной радиоактивности.

Кластерная радиоактивность

В 1984 году учеными Оксфордской лаборатории в Англии был обнаружен радиоактивный распад ^{223}Ra с вылетом ядер ^{14}C . В настоящее время радиоактивный распад с вылетом частиц, промежуточных по массе между α -частицами и осколками деления (^{14}C , ^{24}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si), найден более чем у десяти нуклидов от радия до плутония [4]. Этот вид радиоактивного распада получил название кластерной радиоактивности. Открытие нового вида радиоактивности поставило вопрос о месте этого явления в общей картине радиоактивного распада. При теоретическом описании этого типа распада проводилась аналогия по сравнению с двумя другими известными видами радиоактивности с испусканием составных частиц: спонтанным делением и α -распадом. Исследование основных особенностей деления ядер однозначно приводит к заключению о сильной перестройке ядра в процессе его развала на пару фрагментов сравнимой массы. Эксперимент показывает, что два осколка деления имеют среднюю кинетическую энергию разлета намного меньше энергии кулоновского взаимодействия этих осколков в точке касания. При этом энерговыход процесса Q_f оказывается достаточным, чтобы при некотором значении деформации осколков процесс их разлета был надбарьерным, то есть ядро имеет шанс разделиться на пару деформированных осколков, если перед

развалом оно оказывается сильно вытянутым. В этом подходе расчеты вероятностей кластерного распада осуществляются по одной из моделей, описывающих спонтанное деление ядер и учитывающих при этом оболочечные эффекты (испускаемые кластеры представляют собой оболочечные ядра), энергию, деформацию и жесткость ядра. Образование кластера в этом случае происходит по схеме, показанной на рис. 3. Вероятность распада в единицу времени считается пропорциональной произведению вероятности перехода системы из начального состояния в контактную точку и проницаемости внешнего барьера. В подобного рода расчетах, основанных на модели спонтанного деления, осуществлялся подбор 12 параметров, и между тем предсказания этого теоретического подхода оказались ограниченными и требовали корректировки модели при усложнении структуры кластера и родительского ядра.

Другой, более простой подход к описанию кластерного распада основан на простой модели распадающегося ядра, предложенной еще в 1928 году Дж. Гамовым для описания α -распада. В этой модели точечный бесструктурный кластер с частотой $\nu_{\text{кл}}$ колеблется в потенциальной яме радиусом

$$R_h = r_0(A_{\text{кл}}^{1/3} + A_f^{1/3}), \quad (11)$$

“отгороженной” от внешней области кулоновским барьером. Период полураспада выражается как

$$T_{1/2}^{\text{кл}} = \ln \frac{2}{2\nu_{\text{кл}}} P_L^{\text{кл}}, \quad (12)$$

где проницаемость барьера $P_L^{\text{кл}}$ для кластера с угловым моментом L и энергией распада Q определяется в форме

$$P_L = \exp(-Q_L). \quad (13)$$

В табл. 1 собраны результаты теоретических работ, рассматривающих кластерный распад как виды деления или α -распада. Здесь же представлены экспериментальные значения логарифмов периода кластерного распада.

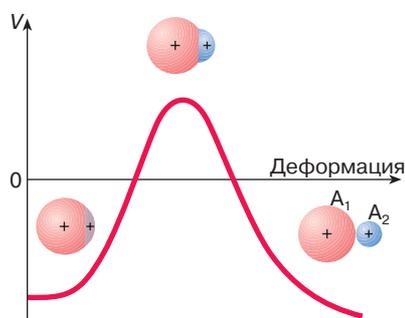


Рис. 3. Качественное представление эмиссии кластера в результате деформации ядра и преодоления им потенциального барьера V

Таблица 1

Вид распада	Теоретические значения $\lg(T_{1/2}^{\text{кл}}, \text{с})$		Экспериментальные значения $\lg(T_{1/2}^{\text{кл}}, \text{с})$
	по модели деления	по модели α -распада	
^{223}Ra (^{14}C)	12,2	11,8	$11,0 \pm 0,06$
^{230}Th (^{24}Ne)	24,8	25,6	$24,6 \pm 0,07$
^{231}Pa (^{24}Ne)	23,4	23,1	$23,4 \pm 0,08$
^{238}Pu (^{28}Mg)	25,8	26,0	$25,7 \pm 0,25$
^{238}Pu (^{32}Si)	25,7	25,9	$25,3 \pm 0,16$

Видно, что оба теоретических подхода неплохо описывают экспериментальные данные. Эксперименты по изучению кластерной радиоактивности должны быть чрезвычайно чувствительны, так как вероятность такого распада чрезвычайно мала по сравнению с делением и α -распадом ($\lambda_{\text{кл}}/\lambda_{\alpha} \leq 10^{-16}$). Экспериментальное обнаружение кластерной радиоактивности дало новый импульс развитию наших представлений о механизмах перестройки ядра в процессе радиоактивного распада.

Спонтанное деление ядер и спонтанно делящиеся изомеры

Спонтанное деление ядер – это процесс туннельного прохождения ядер через барьер деления. Этот вид радиоактивного распада был обнаружен в 1940 году российскими учеными К.А. Петржаком и Г.Н. Флеровым, изучавшими деление урана. Динамика этого процесса в какой-то степени похожа на описанную выше динамику кластерного распада. Минимум потенциальной энергии соответствует основному состоянию ядра (см. рис. 3), в котором ядро испытывает лишь нулевые колебания. Их энергия зависит от жесткости системы. Внесение в атомное ядро энергии извне, например при поглощении ядром той или иной частицы, вызывает изменение характера движения нуклонов, составляющих его. При достаточной энергии, равной нескольким мегаэлектронвольт, движение нуклонов может стать упорядоченным и возникнут колебания ядерного вещества. Если энергия колебания достаточно велика, атомное ядро может перейти в состояние неустойчивого равновесия и может произойти необратимый процесс разрыва ядра на два осколка. С определенной вероятностью такой же процесс может возникнуть у тяжелых ядер самопроизвольно без внесения извне энергии возбуждения, и произойдет спонтанное деление – процесс туннельного прохождения через барьер деления. Исследование спонтанного деления ядер тесно связано с работами по синтезу новых трансурановых элементов. Это объясняется тем, что по мере продвижения в область элементов с большим Z все более возрастает роль спонтанного деления. Например, для изотопа ^{238}U период спонтанного деления равен 10^{16} лет, а

период α -распада составляет всего $4,5 \cdot 10^9$ лет. Это значит, что на 10^6 α -распадов приходится всего лишь одно спонтанное деление. Для изотопов элементов с большими атомными номерами происходит уменьшение периодов полураспада для спонтанного деления и α -распада. Однако периоды спонтанного деления уменьшаются быстрее и для некоторых изотопов элементов с $Z \geq 100$ спонтанное деление становится уже доминирующим каналом распада. Диапазон периодов спонтанного деления очень велик. Так, для изотопа ^{232}Th установлена лишь нижняя граница периода спонтанного деления, равная 10^{22} лет, а для изотопа ^{258}Fm период спонтанного деления равен всего лишь $300 \cdot 10^{-6}$ секунды. Вероятность P туннельного проникновения через барьер деления приближенно пропорциональна

$$P \approx \exp[-\int \sqrt{V(\delta)Md\delta}], \quad (14)$$

где V – потенциальная энергия ядра, δ – параметр деформации, M – массовый коэффициент, учитывающий инерциальные свойства ядра при колебательном движении. Вопрос о вычислении массового коэффициента и его изменении во время перехода к положению неустойчивого равновесия очень сложен, равно как и вопрос об изменении потенциальной энергии.

В 1962 году в Дубне был обнаружен эффект спонтанного деления с минимально коротким периодом полураспада, не предсказанный теорией [5]. Это явление было в последующем интерпретировано как изомерия формы в области делящихся ядер. Объяснение природы спонтанно делящихся изомеров появилось после теоретических работ В.М. Струтинского, в которых был предложен метод учета оболочечных эффектов при больших деформациях атомных ядер. Применение данного метода к тяжелым ядрам привело к выводу, что барьер деления имеет более сложную форму, чем предполагалось ранее на основе других моделей ядра, например жидкокапельной. На рис. 4 представлены примеры расчетов потенциальных поверхностей, включающих оболочечные поправки. Из этих расчетов следует, что для ядер с $Z \geq 88$ минимальная энергия (или основное состояние ядра) соответствует форме вытянутого эллипсоида вращения с параметрами деформации $\beta \approx 0,25$. Кроме того, на барьере деления при значении $\beta \approx 0,6$ появляется второй достаточно глубокий минимум. С этим минимумом и связано появление спонтанно делящихся изомеров. Повышенная вероятность спонтанного деления таких состояний объясняется тем, что при их делении преодолевается лишь часть барьера (его второй горб). В то же время барьер, разделяющий первый и второй минимумы, обуславливает запрет для α - и γ -переходов в основное состояние. В настоящее время известны 34 спонтанно делящихся изомера элементов от урана до берклия [6].

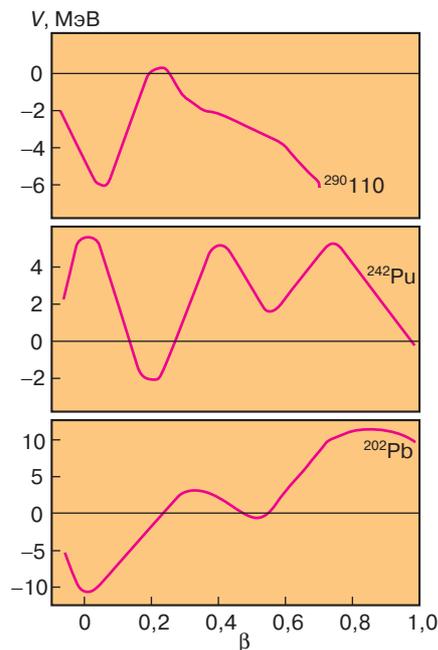


Рис. 4. Зависимость потенциальной энергии с учетом оболочечной поправки V от параметра деформации β для ряда ядер. Отсчет энергии ведется от значения потенциальной энергии в модели жидкой капли

ЛИТЕРАТУРА

1. Флеров Г.Н., Тер-Акопян Г.М., Дмитриев С.Н. Сверхтяжелые элементы // Научное сотрудничество социалистических стран в ядерной физике. М.: Энергоатомиздат, 1986. 167 с.
2. Мухин К.И. Экспериментальная ядерная физика. М.: Энергоатомиздат, 1983. Т. 1: Физика атомного ядра.
3. Базь А.И., Гольданский В.И., Гольдберг В.З., Зельдович Я.Б. // Легкие и промежуточные ядра вблизи границ нуклонной стабильности. М.: Наука, 1972.
4. Замятнин Ю.С. и др. Кластерная радиоактивность – достижения и перспективы // Физика элементар. частиц и атом. ядра. 1990. Т. 21, вып. 2. С. 537.
5. Поликанов С.М. // Изомерные формы атомных ядер. М.: Атомиздат, 1977.
6. Гангский Ю.П., Марков Б.И., Перельгин В.П. // Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоатомиздат, 1992.
7. Oganessian Yu. Ts. et al. // Nature. 1999. № 400. P. 242.

* * *

Юрий Эрастович Пенионжкевич, доктор физико-математических наук, профессор МИФИ и Учебно-научного центра при Объединенном институте ядерных исследований в Дубне, начальник сектора Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова. Область научных интересов – экспериментальная ядерная физика, физика тяжелых ионов, ядерные реакции с заряженными частицами, синтез и исследование свойств ядер у границ стабильности. Автор более 200 научных работ, монографий, учебных пособий, соавтор научного открытия.