

УДК 539.143, 163

ОБ ОСТРОВАХ СТАБИЛЬНОСТИ ТРАНСАКТИНОИДОВ

В.С. Окунев

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва

e-mail: en7@power.bmstu.ru

На основе анализа библиотек оцененных ядерных данных и исследования закономерностей периодического изменения ядерно-физических свойств атомных ядер предлагаются простые способы анализа ядерной стабильности, основанные на построении “треугольников стабильности”. Сделан вывод о возможном существовании не двух, предсказанных ранее, а трех островов стабильности в области трансактиноидов, лежащих в вершинах одного из таких треугольников. Показано, что остров стабильности может сформироваться вокруг магического ядра 126-го элемента с массовым числом 342 и может быть вытянут в сторону большего числа нейтронов.

Ключевые слова: стабильность атомных ядер, период полураспада, суперактиноиды, треугольники стабильности.

ON ISLANDS OF STABILITY OF TRANSACTINIDES

V.S. Okunev

Bauman Moscow State Technical University, Moscow

e-mail: en7@power.bmstu.ru

Relying on the examination of evaluated nuclear data files and the investigation of regularities of a periodic change in nuclear-physical properties of atomic nuclei, the simple methods for the nuclear stability analysis based on creation of stability triangles are offered. The conclusion is drawn on possible existence of three islands of stability (rather than two ones predicted earlier) in a region of the transactinides that lie in apices of one of such triangles. It is shown that an island of stability can be generated round a magic nucleus of the 126th element with a mass number of 342. This island can be elongated in the direction of the larger number of neutrons.

Keywords: stability of atomic nuclei, a half-life period, superactinides, stability triangles.

Введение. Существенное увеличение среднего времени жизни сверхтяжелого ядра с магическим числом протонов (114) и нейтронов (184) было предсказано В.М. Струтинским в 1966 г. на основе микроскопической теории атомного ядра [1, 2]. К началу XXI столетия российские ученые под руководством Ю.Ц. Оганесяна (лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова ОИЯИ, г. Дубна) экспериментально подтвердили существование острова стабильности, сформировавшегося вокруг дважды магического 114-го элемента, хотя нуклид ${}_{114}^{298}\text{114}$ синтезировать пока не удалось. (Здесь и далее используется формальная запись: ${}^A_Z\text{X}^N$, где X — название элемента, Z — число протонов в

ядре, N — число нейтронов, A — массовое число.) Самый тяжелый экспериментально полученный изотоп 114-го элемента имеет массовое число $A = 289$ [3, 4]. Таким образом, экспериментально определены контуры этого острова стабильности. Теоретические исследования привели к предсказанию новой области (острова) стабильности, сформировавшейся вокруг дважды магического трансактиноида ${}_{126}^{310}126^{184}$ [5, 6].

Принято считать, что время жизни атомных ядер, составляющих острова стабильности, сформировавшихся вокруг нуклидов ${}_{114}^{298}114$ и ${}_{126}^{310}126$, велико (по крайней мере, значительно превышает среднее время жизни соседних ядер в координатах $Z-N$) вследствие заполненности протонных и нейтронных оболочек, т.е. дважды магичности ядер ${}_{114}^{298}114^{184}$ и ${}_{126}^{310}126^{184}$. Согласно оболочечной модели, дважды магическими должны быть ядра с числом протонов 114, 120, 126, числом нейтронов 172 или 184 [7].

Экспериментальное получение атомных ядер ${}_{114}^{298}114$ и ${}_{126}^{310}126$ пока невозможно. Все сверхтяжелые элементы с зарядом $112 \leq Z \leq 118$ получают в реакции горячего слияния более легких ядер. (Реакция холодного слияния позволяет получать элементы с зарядом $Z < 112$.) Более тяжелые ядра в большей степени перегружены нейтронами (по отношению к $N = Z$), чем ядра входного канала реакции слияния. Например, изотопы 114-го элемента с массовыми числами 287, 288, 289 были получены в ОИЯИ в реакции горячего слияния дважды магических ядер кальция ${}_{20}^{48}\text{Ca}^{28}$, перегруженных нейтронами (имеющих гало из четырех нейтронов), и тяжелых изотопов плутония (${}^{244}\text{Pu}$) или кюрия (${}^{248}\text{Cm}$). Ядро, полученное в такой реакции, теоретически может иметь 176 или 180 нейтронов соответственно (меньше магического $N = 184$), практически не более 175 вследствие снятия возбуждения “мгновенным” испусканием нескольких нейтронов. Для экспериментального получения более тяжелых изотопов 114-го элемента и ядер 126-го элемента необходимы другие, пока не известные ядерные реакции.

В Ливерморской национальной лаборатории США ведутся пока безуспешные эксперименты по синтезу 120-го элемента в результате горячего слияния ядер, более тяжелых, чем ${}^{48}\text{Ca}$ (${}^{56}\text{Fe}$, возможно, ${}^{54}\text{Cr}$), и тяжелого изотопа плутония ${}^{244}\text{Pu}$ [8]. В экспериментах, проведенных в ОИЯИ, удалось получить “верхнюю границу” 120-го элемента: не хватило возможностей аппаратуры и интенсивности пучка ионов [9]. При этом предполагается реализовать реакцию горячего слияния магического по N титана ${}_{22}^{50}\text{Ti}^{28}$ с калифорнием. Исследования по синтезу сверхтяжелых ядер также ведутся в Центре исследования тяжелых ионов (Дармштадт, Германия), Институте Пауля Шеррера (Виллиген,

Швейцария), Национальном центре RIKEN (Вако, Япония) и других научных центрах [7].

Прогнозирование свойств еще не открытых сверхтяжелых атомных ядер из области трансактиноидов может основываться на использовании моделей атомного ядра, адаптированных к этой области ядер, а также на основе анализа свойств известных ядер, в том числе трансактиноидов, синтезированных в лабораториях мира, и экстраполяции известных полуэмпирических соотношений в область неизвестных ядер.

Использование и развитие моделей ядра, с одной стороны, позволяет проводить более далекие экстраполяции вплоть до границ нулевой стабильности. Однако корректная экстраполяция моделей в область сверх- или суперактиноидов ($122 \leq Z \leq 157$) [9–11] трудоемка и может оказаться неправомерной. Известно, что некоторые свойства атомных ядер, полученных с помощью той или иной модели, противоречат общим соображениям [12], что требует развития, по крайней мере, не одной, а нескольких моделей ядра (оболочечной, обобщенной и, возможно, сверхтекучей) в область суперактиноидов. С другой стороны, при всех успехах оболочечной и обобщенной моделей ядра ряд закономерностей в свойствах атомных ядер остается необъяснимым [12]. Это модели легко адаптируемы к описанию ядер, расположенных в некотором отдалении от полосы β -стабильных нуклидов (в координатах $Z-N$) и даже вблизи границ нейтронной и протонной стабильности. Применение этих моделей для сверхтяжелых ядер носит противоречивый характер, хотя такие модели активно и успешно развиваются [13]. Микроскопическая теория атомного ядра [1, 2], сформировавшаяся к концу 1960-х годов, позволила разрешить ряд противоречий и предсказать свойства некоторых сверхтяжелых ядер, в частности существенное увеличение времени жизни дважды магического 114-го элемента по сравнению с соседними нуклидами.

Предположение об оболочечной структуре ядра основано на периодичности изменения свойств атомных ядер (энергии связи, четности, спина, особенностей α - и β -распадов и других) в зависимости от числа содержащихся в них протонов и нейтронов.

Другой путь, связанный с прогнозированием свойств еще не открытых трансактиноидов, может быть основан на анализе периодичности изменения свойств известных атомных ядер. На фоне трудностей в развитии корректных моделей сверхтяжелых ядер некоторые простые соображения, основанные на известных физических законах и закономерностях, фактах и существующей обширной базе ядерных данных, позволяют сделать новые интересные выводы. Так, в работе [14] сделано предположение, что остров стабильности, образованный

дважды магическим 126-м элементом, может быть вытянут (на диаграмме $Z-N$) и даже смещен в сторону большего числа нейтронов в ядре. Настоящая работа является логическим завершением исследований эффектов стабилизации [14–16] применительно к тяжелым ядрам, включая трансактиноиды (т.е. ядра с зарядом $Z > 103$), и позволяет сделать далеко идущие выводы.

Известные факторы стабилизации атомных ядер. К числу основных факторов, стабилизирующих радиоактивные распады (увеличивающих среднее время жизни) атомных ядер, можно отнести следующие.

1. *Заполненность ядерных оболочек.* Наиболее долгоживущие нуклиды имеют магическое число протонов и нейтронов, менее долгоживущие — магическое число протонов или нейтронов. Есть основание полагать, что магические числа для нейтронов и протонов одинаковы (по крайней мере, для ядер с зарядами до 114 включительно; пока число 184 с уверенностью можно считать магическим лишь для нейтронов) [12, 17].

Совпадение магических чисел протонов и нейтронов в оболочечной модели ядра объясняется одинаковостью (в первом приближении) потенциала ядерных сил протонов и нейтронов, так как кулоновское взаимодействие (взаимное отталкивание) протонов становится заметным только для тяжелых ядер. Таким образом, у трансактиноидов магические числа протонов и нейтронов могут не совпадать. Более того, магическое число протонов $Z = 126$ пока не имеет экспериментального обоснования.

При $N = 162$ наблюдается увеличение среднего времени жизни атомных ядер, что говорит о возможном существовании еще одной нейтронной оболочки, связанной с деформацией ядра [12]. Авторы работы [6] объявили ядро ${}_{108}^{270}\text{Hs}^{162}$ дважды магическим. (В 1966 г. В.М. Струтинский теоретически установил явление образования сильно деформированных тяжелых ядер в квазистационарном состоянии.)

2. *Четность числа протонов и нейтронов.* Четно-четные (по Z и N) ядра наиболее стабильны, четно-нечетные и нечетно-четные — менее стабильны, нечетно-нечетные — наименее стабильны. Это связано с эффектом спаривания протонов и эффектом спаривания нейтронов в ядре. Эффект спаривания — менее значимый стабилизирующий фактор по сравнению с заполненностью ядерных оболочек. Следует отметить, что все магические числа четные [12].

3. Для стабильных ядер характерно вполне определенное отношение N/Z , определяемое эмпирическим законом [17]

$$N/Z = 0,98 + 0,015A^{2/3}, \quad (1)$$

полученным для полосы β -стабильных ядер ($1 \leq Z \leq 83$) в координатах $Z-N$. Для легких и средних ядер ($A < 30$) такому равновесию соответствует $N/Z \approx 1$. С увеличением электрического заряда Z на фоне малого радиуса действия ядерных сил растет роль взаимного кулоновского отталкивания протонов в ядре. Поэтому для средних (заметно для ядер с массовым числом $A \geq 30$) и тяжелых ядер $N/Z > 1$. Соотношение (1) соответствует “электроядерному” равновесию – равновесию электроядерных сил, т.е. сил, характеризующих слабое (β -превращения), сильное (взаимное притяжение нуклонов в ядре) и электромагнитное (взаимное отталкивания протонов в ядре) взаимодействия.

4. В соответствии с гидродинамической моделью, не учитывающей оболочечную структуру ядра, среди тяжелых нестабильных ядер при прочих равных условиях *более легкие нуклиды имеют большее среднее время жизни*. Это связано с большей средней удельной энергией связи более легких ядер.

5. Теоретические исследования [9] показывают, что для элементов с зарядом $Z \geq 120$ по мере увеличения заряда радиус ядра увеличивается, а плотность в середине ядра уменьшается. *Такие ядра представляют собой полупузыри*. Для еще более тяжелых ядер плотность в середине ядра становится нулевой, вся масса сосредоточивается на поверхности ядра: это ядра-пузыри. Они должны быть устойчивы [9].

Существуют и другие, менее значимые, причины стабилизации [18].

Некоторые из этих факторов (с первого по четвертый) позволили физикам сделать вывод, что более тяжелые, чем 126-й, элементы могут не существовать вследствие отсутствия магических чисел между 126 и 184. Однако стабильность или относительно высокое время жизни могут быть обусловлены не только известными магическими N и Z , но и другими причинами, например, существованием оболочек, связанных с деформацией ядра [12]; изменением структуры ядра, связанным с уменьшением плотности ядерной материи (нуклонов) во внутренней части ядра [9], снижающим суммарную силу взаимного отталкивания протонов.

Актиноиды: некоторые “парадоксальные” закономерности. Анализ существующих периодически обновляющихся обширных баз экспериментальных данных по ядерно-физическим свойствам атомных ядер (характеристикам радиоактивного распада, сечениям ядерных реакций и др.) [19, 20] позволил сделать вывод, что отношение (1) справедливо не только для стабильных ядер с зарядами $1 \leq Z \leq 83$, но и для актиния и всех актиноидов ($89 \leq Z \leq 103$; $120 \leq N \leq 157$) [14–16]. Поскольку все актиноиды радиоактивны, отношение N/Z ,

определенное по формуле (1), соответствует наиболее долгоживущим нуклидам. Как и любая классификация, деление ядер на стабильные (среднее время жизни которых значительно превышает время жизни Вселенной), радиоактивные (среднее время жизни не более времени жизни Вселенной) и несуществующие (нуклононестабильные т.е. испускающие нуклоны из основного энергетического состояния, и имеющие среднее время жизни, незначительно, обычно на один-два порядка, превышающее характерное время сильного взаимодействия) — формально и весьма условно. Все без исключения нуклиды можно характеризовать определенным средним временем жизни или однозначно связанным с ним периодом $T_{1/2}$ полураспада (или постоянной распада).

Отклонение N/Z от рассчитанного по формуле (1), т.е. перегруженность ядра протонами или нейтронами, ведет к уменьшению среднего времени жизни ядра. Для средних и тяжелых атомных ядер перегруженность нейтронами является несколько меньшим дестабилизирующим фактором, чем перегруженность протонами [14–16]. Наиболее ярко это проявляется для изотопов дважды магических ядер и для всех актиноидов [14–16].

Принято считать, что заполненность ядерных оболочек является наиболее значимым стабилизирующим фактором, причем его значимость повышается при переходе к сверхтяжелым ядрам — трансактиноидам [12]. Периодичность в изменении свойств атомных ядер хорошо исследована для узкой полосы нуклидов (в координатах $Z-N$), расположенных вблизи β -стабильных ядер. Все выводы об известных факторах стабилизации распадов атомных ядер справедливы для этой узкой полосы атомных ядер. Как показано ранее [14], стабилизирующие факторы, связанные с заполненностью ядерных оболочек и четностью числа протонов и нейтронов, хорошо работают лишь в случае электроядерного равновесия (ядерных, кулоновских и “слабых” сил) в ядре, т.е. когда отношение N/Z близко к значению, рассчитанному по формуле (1).

В соответствии с соотношением (1), дважды магическое ядро ${}_{126}^{310}126^{184}$, являющееся возможным центром острова стабильности суперактиноидов [5, 6], сильно перегружено протонами. По этой причине особый интерес представляет анализ различных закономерностей и периодичности изменения ядерно-физических свойств известных ядер, перегруженных протонами, в первую очередь, тяжелых — актиноидов.

Можно отметить некоторый парадокс, характерный для актиноидов (и не только). Так, магическое по N ядро актиния ${}_{89}^{215}\text{Ac}^{126}$ имеет меньший период полураспада (0,17 с), чем ${}_{89}^{214}\text{Ac}^{125}$ (8,2 с), несмотря на

нечетность числа нейтронов в последнем. (Приведенные здесь и далее периоды полураспада соответствуют данным [19, 20].) С точки зрения теории ядерных оболочек это необъяснимо. Если ядерные оболочки в дважды магических ядрах предельно заполнены, то, возможно, это не “предельная”, но заполненность. Действительно, обобщенная модель ядра оперирует понятием “почти заполненных оболочек”. Она предсказывает, что для ядер с заполненными и почти заполненными оболочками сферически-симметричный ядерный потенциал обладает достаточно высокой стабильностью по отношению к внешним воздействиям [12]. Однако в таком случае периоды полураспада ядер ^{214}Ac и ^{215}Ac должны быть приблизительно одинаковы.

Как следует из анализа баз данных [19, 20], для магических и околомагических ядер, находящихся в некотором отдалении от графика зависимости (1) в координатах $Z-N$, максимум $T_{1/2}$ (в зависимости от A , N или Z) является “размытым” и охватывает соседние нуклиды. Причем если ядра перегружены протонами ($^{215}_{89}\text{Ac}^{126}$, $^{216}_{90}\text{Th}^{126}$ и другие магические по N), то наиболее долгоживущим будет изотоп с меньшим числом нейтронов или изотоп с большим числом протонов. Максимум смещен как раз в соответствующую сторону по N или Z ($^{214}_{89}\text{Ac}^{125}$, $^{215}_{90}\text{Th}^{125}$ и другие, предшествующие магическим по N). Объяснение этого экспериментального факта состоит в том, что для ядер с отношением N/Z , далеким от значения, определенного по формуле (1), срабатывает обычно гораздо менее значимая причина стабилизации: уменьшение массового числа с одновременным переходом одного из протонов ядра в нейтрон (позитронный распад). Из этой закономерности можно сделать вывод, что и заполненность ядерных оболочек, и четность числа протонов и нейтронов в ядре, не только хорошо стабилизируют радиоактивные распады лишь в случае равновесия электроядерных сил в ядре [14], но и являются гораздо менее значимыми стабилизирующими факторами, чем равновесие ядерных и кулоновских сил.

Другая особенность, или другой парадокс, состоит в том, что ядра $^{232}_{90}\text{Th}^{142}$ с числом протонов, удаленным от ближайшего магического числа на 8, числом нейтронов — на 16, являются наиболее долгоживущими ($T_{1/2} \approx 14,6$ млрд лет) изотопами тория (для $^{216}_{90}\text{Th}^{126}$, магического по N , $T_{1/2} = 0,028$ с). Это объясняется равновесием электроядерных сил в ядре $^{232}_{90}\text{Th}$. Однако $^{232}_{90}\text{Th}$ является наиболее долгоживущим среди соседних нуклидов, расположенных вблизи зависимости (1) на диаграмме $Z-N$. Аномально высокий период полураспада ядер ^{232}Th можно объяснить не только равновесием электроядерных сил, но и существованием ядерной оболочки $N = 142$, связанной с деформацией ядра (предсказанной для $N = 162$ [12]).

“Треугольники стабильности”. Основные периодические закономерности. Разрешение некоторых парадоксов. На рис. 1 приведена схема расположения магических и дважды магических ядер в координатах $Z-N$ по отношению к кривой l , определяемой соотношением (1). Координатные линии соответствуют магическим числам протонов (вертикальные прямые) и нейтронов (горизонтальные прямые). На этих линиях расположены магические ядра. Дважды магические ядра расположены в точках пересечения координатных линий.

Одновременное действие нескольких стабилизирующих факторов затрудняет анализ. Для упрощения анализа исключим из рассмотрения один из стабилизирующих факторов — эффект спаривания и будем рассматривать только четно-четные нуклиды. В этом случае максимальным периодом полураспада характеризуются ядра, для которых N/Z соответствует соотношению (1), соответствующему электроядерному равновесию. Очевидно, что наибольшей стабильностью (максимальным $T_{1/2}$ и минимальными сечениями ядерных реакций под действием, например, нейтронов) обладают дважды магические ядра, лежащие на кривой l (см. рис. 1). Из хорошо изученных ядер таких всего три: ${}^4_2\text{He}^2$, ${}^{16}_8\text{O}^8$ и ${}^{208}_{82}\text{Pb}^{126}$. Некоторые дважды магические ядра

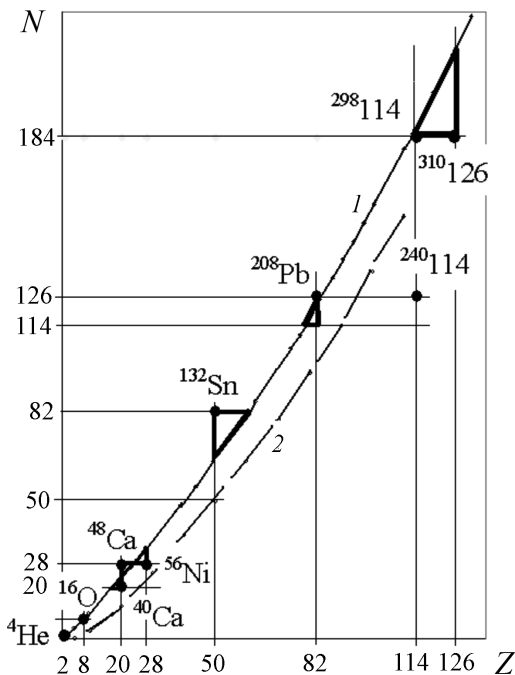


Рис. 1. Схема расположения дважды магических ядер и треугольников стабильности в координатах $Z-N$:

l — кривая равновесия электроядерных сил (формула (1)), 2 — протонная граница нуклонной стабильности

расположены вдали от кривой I . Из изученных — это ${}_{20}^{40}\text{Ca}^{20}$, ${}_{20}^{48}\text{Ca}^{28}$, ${}_{28}^{56}\text{Ni}^{28}$, ${}_{50}^{132}\text{Sn}^{82}$. По мере отдаления от кривой I период полураспада ядер уменьшается, хотя заполненность ядерных оболочек несколько препятствует снижению $T_{1/2}$. Для всех изученных ядер ($1 \leq Z \leq 103$, $1 \leq N \leq 157$), информация о которых содержится в современных библиотеках оцененных ядерных данных [19, 20], период полураспада дважды магических ядер, лежащих на кривой I , максимален (они стабильны). По мере отдаления от кривой I период полураспада уменьшается, а при относительно большом отдалении от кривой I уменьшается настолько, что дважды магические ядра переходят из разряда стабильных в разряд радиоактивных. Радиоактивными являются дважды магические ядра никеля ${}_{28}^{56}\text{Ni}^{28}$ ($T_{1/2} \approx 6,1$ сут.) и олова ${}_{50}^{132}\text{Sn}^{82}$ ($T_{1/2} = 40$ с).

На рис. 1 можно выделить “треугольники стабильности” (области атомных ядер на диаграмме $Z-N$), близкие по форме к прямоугольному треугольнику. Одной из вершин такого треугольника (при прямом угле) является дважды магическое ядро, отдаленное от кривой I . На катетах расположены магические ядра. Гипотенуза определяется соотношением (1). Поскольку последнее справедливо с точностью до четности N или Z , “гипотенуза” представляет собой пилообразную линию (рис. 2). На ней расположены стабильные или долгоживущие ядра. Среди хорошо изученных ядер можно выделить пять таких треугольников (см. рис. 1).

Для треугольника, содержащего стабильное дважды магическое ядро ${}_{20}^{40}\text{Ca}^{20}$, можно отметить следующие закономерности. По мере приближения к гипотенузе (в координатах $Z-N$), к вершине при прямом угле (${}_{20}^{40}\text{Ca}$) или к катетам период полураспада ядер увеличивается. Магические ядра, лежащие на катетах этого треугольника, стабильны (кроме одного изотопа кальция ${}_{20}^{41}\text{Ca}^{21}$ с нечетным N). Ядра ${}_{20}^{40}\text{Ca}$ перегружены протонами, но эта перегруженность относительно невелика, а ядра относительно легкие.

Для треугольника, содержащего ${}_{20}^{48}\text{Ca}^{28}$, стабильны ядра, расположенные в вершине при прямом угле и на гипотенузе. Изотопы кальция с нечетным N — радиоактивны.

Для треугольников, содержащие более тяжелые дважды магические ядра никеля, стабильные нуклиды расположены на гипотенузе, по мере приближения по катетам к вершинам треугольника период полураспада увеличивается с точностью до четности числа протонов и нейтронов. Ядра ${}_{28}^{56}\text{Ni}^{28}$ в большей степени, чем ${}_{20}^{40}\text{Ca}^{20}$, перегружены протонами и, как следствие, радиоактивны.

На рис. 2 представлен один из “треугольников стабильности” с вершиной при прямом угле в точке $Z = 50$, $N = 82$ (${}_{50}^{132}\text{Sn}^{82}$), образо-

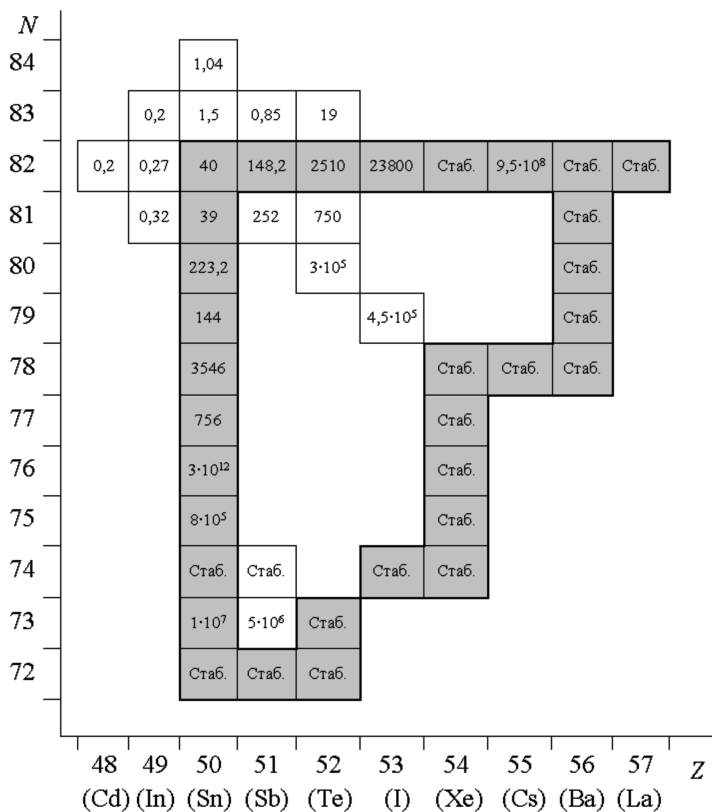


Рис. 2. Период полураспада (в секундах) некоторых нуклидов “треугольника стабильности” олова и его окрестностей (обозначение “Стаб.” соответствует стабильным ядрам)

ванный изотопами и изотонами дважды магического ядра ${}_{50}^{132}\text{Sn}$ и кривой *1* (см. рис. 1). Назовем его “треугольником стабильности” олова. Каждый прямоугольник на рис. 2 соответствует нуклиду с определенными *N* и *Z*. Указаны периоды полураспада ядер этого треугольника. Катеты и гипотенуза выделены серым. По мере приближения к вершинам треугольника, находящихся на пересечении катетов и гипотенузы, период полураспада увеличивается, за исключением только некоторых (не всех) нуклидов с нечетным *N* или *Z*. Так, для ядер ${}_{50}^{132}\text{Sn}^{82}$ (дважды магических) и ${}_{50}^{131}\text{Sn}^{81}$ (магических с нечетным *N*) периоды полураспада слабо различаются, а у магического ядра ${}^{133}\text{Sb}$ (с нечетным *Z*) период полураспада выше, чем у дважды магического ${}^{132}\text{Sn}$.

Если вершина при прямом угле относительно далеко отстоит от кривой, определяемой электроядерным равновесием, даже дважды магическое ядро, расположенное в этой вершине, радиоактивно, поскольку сильно перегружено нейтронами или протонами. Однако оно может быть центром локального (по $T_{1/2}$) островка стабильности. Примером является островок, характеризующийся слабо заметным увеличением $T_{1/2}$, образованный дважды магическим ${}_{82}^{196}\text{Pb}^{114}$. Увеличение $T_{1/2}$ по

сравнению с соседними ядрами диаграммы $Z-N$ связано также с позитронной активностью этого нуклида (в связи с перегруженностью протонами).

Возможны случаи, когда дважды магическое ядро не является островом стабильности. Так дважды магические ядра $^{132}_{50}\text{Sn}^{82}$ практически не являются центром острова стабильности, несмотря на то, что перегруженность нейтронами является меньшим дестабилизирующим фактором для изотопов магических ядер, чем перегруженность протонами. В этом случае $T_{1/2}$ уменьшается при увеличении числа нейтронов, причем в зависимости $T_{1/2}$ от N для изотопов олова при $N = 82$ присутствует еле заметный локальный максимум (см. рис. 2), а в зависимостях $T_{1/2}$ от Z для изотопов, от Z и N для изобаров ядер $^{132}_{50}\text{Sn}^{82}$ при $Z = 50$ отсутствует даже локальный максимум.

На диаграмме $Z-N$ также можно выделить треугольники (на рис. 1 не выделены), в вершине при прямом угле которых расположены не дважды магические, а единожды магические ядра (по N или Z), например, треугольник с вершинами $^{208}_{82}\text{Pb}^{126}$ (дважды магический), $^{216}_{90}\text{Th}^{126}$ (магический по N), $^{232}_{90}\text{Th}^{142}$ (не магический). Большинство ядер этого треугольника перегружены протонами, причем магический нуклид ^{216}Th в наибольшей степени отдален от кривой I . Закономерности, характерные для “треугольника стабильности” олова, “треугольника стабильности”, содержащего дважды магическое ядро $^{196}_{82}\text{Pb}^{114}$ в вершине при прямом угле, и для этого треугольника, одинаковы: по данным [19, 20], по мере приближения к кривой I период полураспада ядер увеличивается не только для четно-четных ядер, но и для ядер с нечетным N или Z .

Таким образом, большой период полураспада у ядер, предшествующих магическим или дважды магическим, чем у соответствующих им магическим или дважды магическим ядрам, — не парадокс, а крайне слабое действие стабилизирующих факторов, обычно считающихся основными и наиболее значащими для ядер, расположенных на кривой I электроядерного равновесия. Главным стабилизирующим фактором на фоне приблизительно одинаковой заполненности ядерных оболочек может оказаться уменьшение массового числа с увеличивающейся β -активностью для ядер, перегруженных протонами, — стремлением заменить протон ядра нейтроном (за счет позитронного распада). Причем переход к β^+ -активности часто происходит скачком при переходе от магических по N ядер к ядрам-изотопам, предшествующим магическим. Для таких ядер даже небольшое приближение к кривой I дает большой вклад в стабилизацию распадов атомных ядер (увеличение периода полураспада), чем заполненность ядерных оболочек. Такой вывод легко сделать на основе анализа “треугольников стабильности”.

Для магических по N и околomagических ядер актиния и актиноидов характерна сильная перегруженность протонами. В этом случае ядро, предшествующее магическому по N , “стремится” присоединить недостающий нейтрон, но взять его негде. Спонтанная эволюция в природе идет по направлению к “среднему”: будущее принадлежит золотой середине, или “желтому” — среднему цвету пятицветной радуги в китайской философии, тяжелые ядра стремятся перейти в разряд более легких (средних).

Из предшествующего магическому по N тяжелого ядра (т.е. ядра с нечетным N), перегруженного протонами, трудно “вырвать” компактный кластер — α -частицу. Гораздо легче одному из u -кварков протона, входящего в состав ядра, изменить проекцию изотопического спина, что переведет u - в d -кварк и соответствующий протон в нейтрон. К такому же переходу приводит захват электрона атомным ядром.

Таким образом, для актиноидов, предшествующих магическим по N , сильно перегруженных протонами, выгоден позитронный распад или электронный захват. Последний характерен для актиноидов, у которых электронное облако (K -оболочка, а возможно, L и M -оболочки) расположено близко к ядру и вероятность нахождения атомного электрона внутри ядра относительно велика. Это является следствием “рыхлости” ядер, расположенных вблизи границы нуклонной (в данном случае протонной — кривая 2 на рис. 1) стабильности, и возможным наличием “рыхлого” протонного гало. Такие ядра имеют больший радиус по сравнению с их изобарами, расположенными вблизи кривой 1. Все β -превращения, приближающие их к ядрам, в которых ядерные и кулоновские силы уравновешены, реализуются, как известно, посредством слабого взаимодействия. Таким образом, это относительно длительные процессы, поэтому период полураспада таких ядер сравнительно велик.

Вблизи кривой 1 (см. рис. 1) для актинидов наиболее выгодны α -распады, приводящие их в область стабильных ядер (с меньшим массовым числом), реализующиеся за счет ядерного (сильного) взаимодействия с заметной стабилизацией (замедлением распада) за счет электромагнитного взаимодействия. Такие процессы протекают гораздо быстрее, чем β -превращения. Актиниды, отдаленные от кривой 1, с числом нейтронов, равным магическому (126) и более, претерпевают α -распады и являются короткоживущими.

Магические ($N = 126$) актиноиды и их изотопы с меньшим числом нейтронов β^+ -активны. Стремление уменьшить массовое число при замене протона ядра нейтроном приближает нуклиды к полосе стабильных ядер. Слабое взаимодействие (β^+ -распад) на фоне числа нейтронов, близкому к магическому (т.е. на фоне почти заполненных

нейтронных оболочек), — основная причина стабилизации радиоактивных распадов таких ядер, приводящая к увеличению периода полураспада, даже если β -превращения реализуются одновременно на фоне α -распада. Позитронно- и α -активными являются некоторые магические по N и все, предшествующие магическим ядра актиния и актиноидов (^{214}Ac , ^{215}Ac , ^{215}Th и другие). Их изотопы с бóльшим числом нейтронов α -активны и устойчивы к β -превращениям, поэтому гораздо более короткоживущие.

При β -превращениях иногда срабатывает менее значимая причина стабилизации, вернее, дестабилизации распада. При α -распадах четно-четных (и магических) ядер спиновое квантовое число не изменяется и равно нулю. Это стабилизирует α -распады. При β -превращениях, разница спинов исходного ядра и ядра, являющегося продуктом распада, может быть велика, что способствует уменьшению периода полураспада. Это характерно для магических и околомагических по $N = 126$ ядер актиния и некоторых актиноидов. Например, позитронные распады ^{209}Ac (^{211}Ac) \rightarrow ^{209}Ra (^{211}Ra) + e^+ + ν_e характеризуются изменением спина ядра с $9/2$ (^{209}Ac , ^{211}Ac) до $5/2$ (^{209}Ra , ^{211}Ra) [19, 20].

Стабилизация β^+ -распадов последующим γ -излучением (слабого взаимодействия электромагнитным) практически незаметна. Еще одна обычно малозначимая (при равновесии ядерных и кулоновских сил) причина дестабилизации связана с высоким энерговыделением при α -распадах актиноидов, сильно перегруженных протонами. При этом энергия распада увеличивается по мере перегруженности ядер протонами. В результате суммарное действие факторов стабилизации приводит к тому, что β^+ -активные актиноиды, сильно перегруженные протонами, даже при одновременной α -активности, являются гораздо более долгоживущими по сравнению с ядрами- α -излучателями (при отсутствии β -превращений).

Нуклоностабильные ядра, находящиеся вблизи границы протонной стабильности (кривая 2 на рис. 1, соответствующая нулевой энергии связи протона), более “рыхлые”, чем их изобары, в которых уравновешены электроядерные силы. Они могут иметь “рыхлое” протонное гало. Увеличение расстояния между протонами ядра ослабляет взаимное кулоновское отталкивание протонов. При отсутствии внешнего воздействия на ядро это служит слабой, еле заметной, дополнительной причиной стабилизации.

Закономерности изменения периода полураспада в зависимости от N или Z типичны для всех “треугольников стабильности”, образованных хорошо изученными ядрами (по крайней мере, с зарядом $1 \leq Z \leq 103$, числом нейтронов $1 \leq N \leq 157$).

“Треугольник стабильности” трансактиноидов. Формально в координатах $Z-N$ можно выделить прямоугольный треугольник, вершинами которого являются дважды магические ядра: стабильный изотоп свинца ${}_{82}^{208}\text{Pb}^{126}$; элемент ${}_{114}^{240}\text{114}^{126}$, сильно отдаленный от кривой I (на рис. 1), т.е. сильно перегруженный протонами, по-видимому, лежащий за границей нуклонной (протонной) стабильности, и поэтому короткоживущий (среднее время жизни определяется характерным временем ядерного взаимодействия с небольшой стабилизацией за счет электромагнитного) и не представляющий интереса; трансактиноид ${}_{114}^{298}\text{114}^{184}$.

Можно выделить “треугольник стабильности” в области трансактиноидов с вершинами ${}_{126}^{310}\text{126}^{184}$ и ${}_{126}^{242}\text{126}^{216}$. Два последних нуклида относят к суперактиноидам. Суперактиноиды, как известно, не имеют аналогов в таблице Менделеева (поэтому их и объединили под общим названием) [10, 11]. Но это касается лишь химических свойств. Ядерно-физические свойства относительно легких суперактиноидов, по-видимому, будут идентичны свойствам всех (гораздо более легких) известных ядер. Легким суперактиноидам свойственна обычная структура (не экзотическая, за исключением возможного существования нейтронного или протонного гало у некоторых из них): ядро состоит из протонов и нейтронов, причем у наиболее долгоживущих суперактиноидов число протонов существенно выше, чем число нейтронов. Как и большинство известных ядер, суперактиноиды имеют форму, близкую к шару, эллипсоиду и др. Среди суперактиноидов отсутствуют ядра-пузыри: такая экзотическая форма предсказана физиками-теоретиками для ядер с зарядом $Z = 400$ и числом нейтронов $N = 900$. Согласно исследованиям [9], переход к ядрам-полупузырям лишь начинается со 120-го элемента, но это только дополнительный фактор стабилизации. Все это позволяет обобщить физические свойства известных ядер, а также новых синтезированных трансактиноидов с зарядом до 118 включительно на суперактиноиды.

Если экстраполяция соотношения (1) в область актиноидов справедлива (что подтверждено исследованиями [14–16]), а в области более тяжелых ядер — трансактиноидов, включая суперактиноиды, отсутствуют ядра со структурой, сильно отличающейся от структуры всех известных атомных ядер, то соотношение (1) можно экстраполировать по крайней мере в область ядер с зарядом $Z \leq 126$ и числом нейтронов $N = 184$ и более (кривой I на рис. 1 такому заряду соответствует $N = 216$). Если эта экстраполяция правомерна (а пока нет оснований полагать, что она неправомерна, поскольку переход к “полупузырчатой” структуре — это дополнительная причина стабилизации), то возможно, что нуклиды с относительно большим периодом полураспада

расположены на кривой I от дважды магического до магического по числу протонов ${}_{126}^{242}126^{216}$.

“Треугольник стабильности” в области трансактиноидов объединяет три относительно долгоживущих островка (с центрами в вершинах треугольника: ${}_{114}^{298}114$, ${}_{126}^{310}126$ и ${}_{126}^{342}126$). Ядра, оконтурившие один из этих островков (${}_{114}^{298}114^{184}$), получены в ОИЯИ, существование другого (${}_{126}^{310}126^{184}$) предсказано физиками-теоретиками [5, 6], а третий (${}_{126}^{342}126^{216}$) может располагаться на пересечении кривой I (см. рис. 1) и координатной линии, соответствующей магическому числу $Z = 126$ (на рис. 1 не выделен). Поскольку для дважды магических ядер границы нуклонной стабильности сильно расширены в область увеличения числа нейтронов, относительно долгоживущими могут быть изотопы 126-го элемента с числом нейтронов более 216, т.е. остров стабильности, сформировавшийся вокруг нуклида ${}_{126}^{342}126^{216}$, может быть вытянут в сторону увеличения числа нейтронов.

Можно предположить, что из этих трех нуклидов наименее долгоживущим окажется дважды магический ${}_{126}^{310}126$, так как характеризуется неоптимальным с точки зрения равновесия электроядерных сил отношением N/Z . Он сильно перегружен протонами. Если вершины ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Ni}$, ${}^{196}\text{Pb}$ некоторых треугольников стабильности лежат приблизительно посередине между кривыми I и 2 (см. рис. 1), то нуклид ${}_{126}^{310}126$ может оказаться вблизи границы протонной стабильности и даже за ней. Значительно больший, чем у ${}_{126}^{310}126^{184}$, период полураспада должен иметь нуклид ${}_{126}^{342}126^{216}$. И наконец, для ядер этого треугольника самым долгоживущим нуклидом должен быть дважды магический ${}_{114}^{298}114^{184}$, в котором уравновешены электроядерные силы.

Дополнительным стабилизирующим фактором суперактиноидов, сильно перегруженных протонами (ядра, расположенные вблизи), может быть β^+ -распад (на фоне α -активности) и низкое энерговыделение, характерное для β -превращений магических ядер. Позитронно-активные изотопы 126-го элемента с числом нейтронов, немного меньшим магического 184, могут оказаться более долгоживущими, чем дважды магический нуклид ${}_{126}^{310}126$.

Ядро ${}_{126}^{310}126^{184}$ лежит вблизи границы протонной стабильности, значит, β^+ -активно. Оно относительно рыхлое (имеет больший радиус по сравнению с изобаром, лежащим на кривой I , см. рис. 1), может иметь трехслойную структуру: меньшую плотность ядерной материи в центральной области ядра, большую — на периферии, и возможное наличие рыхлого протонного гало. Наряду с β^+ -активностью все эти факторы являются стабилизирующими.

О возможном не существовании дважды магических ядер 126-го элемента. Экстраполяция границ нуклонной стабильности в

область трансактиноидов позволяет получить следующие оценки для 114-го и 126-го элементов, лежащих на кривой I (см. рис. 1) электро-ядерного равновесия. Так, граница нейтронной стабильности может отстоять от ядер ${}_{114}^{298}114^{184}$ и ${}_{126}^{342}126^{216}$ на 50 нейтронов (для дважды магического ядра ${}_{114}^{298}114$ даже больше), т.е. до $N = 184 + 50 = 234$ (${}_{114}^{348}114^{234}$) и $N = 216 + 50 = 266$ (${}_{126}^{392}126^{266}$) соответственно; протонной — на 20 нейтронов, т.е. до $N = 184 - 20 = 164$ (${}_{114}^{278}114^{164}$) и $N = 216 - 20 = 196$ (${}_{126}^{322}126^{196}$) соответственно. Как правило, граница нейтронной стабильности максимально отстоит от кривой I (см. рис. 1) вблизи магических по N и дважды магических ядер, и более тяжелые изотопы 114-го и 126-го элементов, чем ${}_{114}^{348}114^{234}$ и ${}_{126}^{392}126^{266}$, могут также оказаться в пределах нуклонной стабильности. Граница протонной стабильности не имеет локальных максимумов (даже вблизи магических ядер) и является монотонной кривой в координатах $Z-N$ [12]. Таким образом, нуклоностабильными можно считать изотопы 126-го элемента с $N = 196 \dots 266$ ($A = 322 \dots 392$). Если экстраполяция соотношения I в область ядер с $Z = 126$ справедлива, а граница протонной стабильности справедлива хотя бы с точностью до 11 нейтронов, то дважды магический нуклид ${}_{126}^{310}126^{184}$ оказывается за границей протонной стабильности. В результате, несмотря на заполненность ядерных оболочек и даже экзотическую структуру ядра (переход к полупузырю), предсказанный долгоживущий, пока не полученный экспериментально, дважды магический 126-й элемент, являющийся к тому же центром второго предсказанного физиками острова стабильности, вообще может не существовать, поскольку будет испускать протоны даже из основного энергетического состояния. Испускание протонов за счет ядерного взаимодействия с некоторой стабилизацией электромагнитным вследствие наличия у протона ненулевого электрического заряда, позволяет оценить верхнюю границу среднего времени жизни ядра ${}_{126}^{310}126$ в $\sim 10^{-21}$ с. Такие нуклиды формально относят к несуществующим.

Возможные способы получения транс- и суперактиноидов. Экспериментальному обоснованию выводов, касающихся “треугольника стабильности” трансактиноидов, препятствует отсутствие возможности получения таких тяжелых элементов, сильно перегруженных (по отношению к $Z \approx N$) нейтронами. Не существует комбинации атомных ядер, слияние которых позволило бы получить дважды магические ядра ${}_{114}^{298}114^{184}$, не говоря уже о ядрах ${}_{126}^{310}126^{184}$ и тем более ${}_{126}^{342}126^{216}$.

Задача получения ядер “треугольника стабильности” трансактиноидов может быть сопряжена с задачей предварительного получения

пока неизвестных нуклоностабильных нейтронных ядер. Экспериментальное получение в лабораториях Института общей и ядерной физики НИЦ “Курчатовский институт” легких ядер, сильно перегруженных нейтронами, в том числе нуклоностабильных, т.е. не испускающих нуклоны (в данном случае нейтроны) из основного энергетического состояния (^8He , ^{11}Li), позволяет надеяться на возможность существования относительно долгоживущих, гораздо более тяжелых, если не нейтронных, то сильно перегруженных нейтронами ядер. Этому способствует также широкая полоса возможного существования нуклоностабильных ядер, значительно превышающая ширину (в координатах $Z-N$) β -стабильных нуклидов. Причем если протонная граница полосы нуклоностабильных ядер (соответствующая нулевой энергии связи одного из протонов в ядре) представляет собой гладкую зависимость в координатах $Z-N$, то нейтронная граница (соответствующая нулевой энергии связи одного из нейтронов в ядре), как известно, не является гладкой функцией: в области магических по N ядер нейтронная граница в наибольшей степени отдалена от кривой, характеризующей равновесие электроядерных сил [12].

Как отмечено в [12], нейтронные ядра могут образовываться при столкновении тяжелых ядер с энергией несколько десятков МэВ на нуклон. В этом случае в результате мощного кулоновского удара в столкнувшихся ядрах должен возбудиться гигантский дипольный резонанс, сдвигающий протоны относительно нейтронов, который в принципе может привести к обособлению нейтронов в нейтронное ядро. Не исключено существование нейтронных ядер в сверхплотном состоянии ядерной материи [21].

Даже если такие ядра и удастся получить, среднее время их жизни может оказаться недостаточным для использования этих ядер в экспериментах по синтезу сверхтяжелых нуклидов. Таким образом, пока в распоряжении исследователей есть только реакция горячего слияния. Все полученные в ОИЯИ изотопы трансактиноидов с зарядом от 114 до 118 [3, 4] сильно перегружены протонами. Эти ядра лежат приблизительно посередине между кривой равновесия электроядерных сил (кривая 1 на рис. 1) и протонной границей стабильности (кривая 2). Известно, что средняя удельная энергия связи максимальна (8,8 МэВ) для ядер ^{58}Fe и ^{62}Ni . Поэтому следующим, более тяжелым, чем ^{48}Ca , ^{50}Ti и ^{56}Fe , компактным образованием — “участником” входного канала реакции горячего слияния, может быть, например, магическое по Z с четным N стабильное ядро никеля $^{62}_{28}\text{Ni}^{34}$. В этом случае сверхтяжелое ядро образуется с меньшей энергией возбуждения и, следовательно, испускает меньшее число нейтронов для снятия возбуждения.

Однако и это не решит проблему получения относительно долгоживущих изотопов 114-го и 126-го элементов по причине перегруженности протонами ядер выходного канала реакции слияния.

Заключение. Анализ физических свойств известных ядер, включая синтезированные в лабораториях мира трансактиноиды, позволяет сделать следующее заключение.

Все выводы об общеизвестных факторах стабилизации распадов атомных ядер справедливы вблизи узкой полосы (в координатах $Z-N$) β -стабильных нуклидов. По мере отдаления от этой полосы картина может сильно измениться и обычно малозначимые причины стабилизации могут сыграть ключевую роль в повышении периода полураспада.

Основным стабилизирующим фактором трансактиноидов может оказаться не заполненность ядерных оболочек, а равновесие электроядерных сил в ядре на фоне заполненности протонной оболочки. Четность числа протонов и нейтронов в стабилизации радиоактивных распадов играет роль только вблизи кривой, соответствующей равновесию электроядерных сил. Магичность слабо заметна при значительном отдалении от этой кривой, и по мере отдаления локальный максимум периода полураспада в зависимости от Z или N многократно уменьшается.

Можно говорить не о двух островах стабильности в области трансактиноидов, сформировавшихся вокруг дважды магических нуклидов и ${}_{126}^{310}126^{184}$, а по крайней мере, о трех, или об одном с тремя относительно долгоживущими островками, расположенными в вершинах треугольника на диаграмме $Z-N$, причем ядра ${}_{126}^{342}126^{216}$ могут иметь гораздо больший период полураспада, чем дважды магический нуклид ${}_{126}^{310}126^{184}$. Последний может оказаться настолько короткоживущим, что не будет представлять интереса для практического использования.

Аналогично тому, что дважды магические ядра, сильно отдаленные от кривой равновесия электроядерных сил (например, ${}_{50}^{132}\text{Sn}^{82}$), не являются островами стабильности, так и дважды магический нуклид ${}_{126}^{310}126^{184}$ может, вообще говоря, не быть центром острова стабильности, т.е. на кривой зависимости $T_{1/2}$ от N или Z (для изотопов и изотонов ядра ${}_{126}^{310}126^{184}$) может отсутствовать даже небольшой локальный максимум, соответствующий этому ядру. Нуклид ${}_{126}^{310}126^{184}$ может формально не существовать, но быть более долгоживущим, чем соседние ядра (на диаграмме $Z-N$), только вследствие неустойчивости к позитронному распаду и трехслойной структуры ядра (если последнее подтвердится).

Проведенный анализ позволяет сделать выводы, что стабильность трансактиноидов, магических по $N = 184$, треугольника с вершинами

${}_{114}^{298}114^{184}$, ${}_{126}^{310}126^{184}$ и ${}_{126}^{342}126^{216}$ может увеличиваться по мере уменьшения заряда с 126 до 114; магических по $Z = 126$ – увеличиваться по мере приближения к равновесию электроядерных сил (к кривой I на рис. 1). Более того, островок, сформировавшийся вокруг нуклида ${}_{126}^{342}126^{216}$, в котором электроядерные силы уравновешены, может быть вытянут в сторону увеличения числа нейтронов. Дополнительным фактором стабильности атомных ядер по мере увеличения заряда от 120 и выше может служить уменьшение плотности ядерной материи (нуклонов) во внутренней части ядра по сравнению с плотностью внешней части ядра (постепенный переход к ядрам-полупузырям), уменьшение интенсивности кулоновских сил отталкивания протонов. Возможно, при переходе к ядрам-полупузырям ($Z \geq 120$ [9]) границы нуклонной (в том числе протонной) стабильности расширятся. Таким образом, экспериментальное получение даже самых легких изотопов 120-го элемента может сыграть ключевую роль в обосновании стабильности (относительной долгоживучести) некоторых суперактиноидов, в том числе дважды магического ${}_{126}^{310}126^{184}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А й з е н б е р г М., Г р а й н е р В. Микроскопическая теория ядра. – М.: Атомиздат, 1976.
2. С л и в Л., С т р и к м а н М. И., Ф р а н к ф у р т Л. Л. Проблемы построения микроскопической теории ядра и квантовая хромодинамика // Успехи физических наук. – 1976. – Т. 145. – Вып. 4. – С. 553–592.
3. О г а н е с я н Ю. Ц. Новая область ядерной стабильности // Вестник РАН. – 2001. – Т. 71. – № 7. – С. 590–599.
4. О г а н е с я н Ю. Ц., Д м и т р и е в С. Н. Сверхтяжелые элементы Периодической системы Д.И. Менделеева // Успехи химии. – 2009. – Т. 78. – № 12. – С. 1165–1176.
5. J a c o b y M. Element 126. As-yet-unsynthesized superheavy atom should form a stable diatomic molecule with fluorine // Chemical & Engineering News. Theoretical Chemistry. March 6. – 2006. – Vol. 84, no. 10. – P. 19. (<http://pubs.acs.org/cen/news/84/i10/8410notw9.html>.)
6. D o u b l y magic nucleus ${}_{108}^{270}\text{Hs}^{162}$ / Dvorak J., Brüchele W., Chelnokov M. et al. // Physical Review Letters. – 2006. – Vol. 97, 242501.
7. Х о ф м а н З. Синтез сверхтяжелых элементов методом холодного слияния // Успехи химии. – 2009. – Т. 78. – № 12. – С. 1211–1227.
8. Я д е р н а я физика и исследование тяжелых элементов в Ливерморской национальной лаборатории им. Лоуренса (США) / Стойер М.А., Ахле Л.Е., Беккер Дж. А. и др. // Успехи химии. – 2009. – Т. 78. – № 12. – С. 1234–1242.
9. С е м и н а р, посвященный 75-летию академик РАН Ю.Ц. Оганесяна. Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова ОИЯИ. Дубна. Россия. 28 апреля 2008 г. (<http://www.naukograd.dubna.ru/47/46/1093/>)
10. П е р ш и н а В. Электронная структура и химические свойства сверхтяжелых элементов // Успехи химии. – 2009. – Т. 78. – № 12. – С. 1243–1261.
11. T h e c h e m i s t r y o f s u p e r h e a v y e l e m e n t s / Mattias Schödel (Ed.). Kluwer Academic Publishers. Dordrecht, 2003.

12. М у х и н К. Н. Экспериментальная ядерная физика: Учеб. для вузов. В 2 кн. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. 1. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1993.
13. С о б и ч е в с к и А. Теоретическое описание и предсказания свойств сверхтяжелых ядер // Успехи химии. – 2009. – Т. 78. – № 12. – С. 1200–1210.
14. О к у н е в В. С. Исследование эффектов стабилизации и влияния перегруженности протонами на ядерно-физические свойства тяжелых нуклидов / Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. – 2011. – № 4. – С. 81–98.
15. О к у н е в В. С. Об одной особенности деления легких изотопов тяжелых ядер с четным числом нейтронов // Необратимые процессы в природе и технике: Труды Шестой Всероссийской конференции 26–28 января 2011 г.: В 3 ч. Ч. 1. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2011. – С. 29–33.
16. О к у н е в В. С. Особенность деления тяжелых ядер, перегруженных протонами // Научная сессия НИЯУ МИФИ-2011. Аннотации докладов. В 3 т. Т. 1. Инновационные ядерные технологии. – М.: НИЯУ МИФИ, 2010. – С. 58.
17. И ш х а н о в Б. С., Ка п и т о н о в И. М., Ю д и н Н. П. Частицы и атомные ядра. – М.: МГУ, 2005.
18. О к у н е в В. С. Основы прикладной ядерной физики и введение в физику ядерных реакторов: Учеб. пособие. / Под ред. В.И. Солонина. Сер. Физика в технич. ун-те. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2010.
19. T h e J E F F nuclear data library. – 2011 (<http://www.oecd-nea.org/dbdata/jeff/>).
20. С е к ц и я ядерных данных МАГАТЭ. Nuclear Data Services. – 2011 (<http://www-nds.iaea.org/>).
21. М и г д а л А. В. Фермионы и бозоны в сильных внешних полях // Журнал эксперимент. и теоретич. физики. – 1971. – Т. 61. – № 6. – С. 2209–2224.

Статья поступила в редакцию 24.01.2012