

## Полуэмпирические соотношения для периодов полураспада сверхтяжелых элементов

Д.Ф. Байрамов,\* Т.Ю. Третьякова

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра общей ядерной физики  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2  
(Поступила в редакцию 12.04.2023; подписана в печать 14.04.2023)

Рассмотрены феноменологические формулы для предсказания периодов полураспада сверхтяжелых элементов по каналам альфа-распада и спонтанного деления. На основе современных экспериментальных данных получены новые значения подгоночных параметров и сделаны предсказания полного периода полураспада и периодов полураспада по каналам спонтанного деления и альфа-распада для изотопов Fm ( $Z = 100$ ) и No ( $Z = 102$ ).

PACS: 23.60.+e, 25.85.-w.

УДК: 539.144.6.

Ключевые слова: сверхтяжелые элементы, альфа-распад, спонтанное деление.

### ВВЕДЕНИЕ

Область сверхтяжелых элементов (SHE) карты изотопов, в особенности «остров стабильности» вблизи ядра с  $Z = 114$ ,  $N = 184$  представляет особый интерес. Помимо синтеза новых элементов расширение области известных ядер важно с точки зрения изучения структуры и динамики ядра. На сегодняшний день экспериментаторами были синтезированы ядра с  $Z \leq 118$ . Благодаря реакциям «горячего» и «холодного» слияния удалось синтезировать значительное число изотопов, но тем не менее никаких доказательств существования ядер с зарядовым числом больше 118 еще не было получено. Короткие времена жизни и низкие сечения реакции существенно усложняют как получение новых элементов, так и изучение их свойств [1].

Альфа-распад и спонтанное деление являются основными модами распада в области сверхтяжелых элементов. Синтезирование нового изотопа — очень редкое событие и фактически детектируется по цепочкам распада, поэтому так важно предсказание таких характеристик распада новых нуклидов, как энергия и период полураспада.

В данной работе рассмотрен ряд феноменологических формул для описания периодов полураспада сверхтяжелых элементов по альфа-каналу и по каналу спонтанного деления, на основе современных экспериментальных данных проведено уточнение входящих в них параметров и сделаны расчеты для цепочек изотопов фермия ( $Z = 100$ ) и нобелия ( $Z = 102$ ).

### 1. АЛЬФА-РАСПАД

Альфа-распад является одной из основных мод распада SHE, по цепочкам  $\alpha$ -распада производится идентификация полученных изотопов. Эмпирическая зависимость периода полураспада  $T_{1/2}$  от скорости  $\alpha$ -частиц была установлена в 1911 г. Х.В. Гейгером

и Дж. Неттолом [2], в 1928 г. в работах Гамова [3] и Генри Кондона [4] была предложена модельная интерпретация экспериментальной зависимости. Описание процесса распада как туннелирования  $\alpha$ -частицы через потенциальный барьер в поле ядра приводит к следующей общей формулировке закона Гейгера–Неттола:

$$\log(T_{1/2}^\alpha) = a \frac{Z}{\sqrt{Q_\alpha}} + b, \quad (1)$$

где  $Q_\alpha$  — энергия альфа-распада,  $a$  и  $b$  — параметры модели. Практически все феноменологические формулы для предсказания периода полураспада по альфа-каналу основаны на соотношении (1), поэтому их предсказания достаточно хорошо согласуются между собой, однако не всегда хорошо согласуются с экспериментальными данными [1]. К отклонениям от зависимости (1) могут приводить различные изменения в структуре сверхтяжелых ядер, обусловленные, например, перестройкой оболочечной структуры или деформациями. Существенные отличия вызваны влиянием спаривания нуклонов, поэтому при подгонке параметров изотопы разделяют на группы по четности числа протонов и нейтронов. Наилучшие результаты феноменологические формулы показывают для четно-четных ядер.

#### 1.1. Четно-четные ядра

На протяжении десятилетий для предсказания периода полураспада по альфа-каналу наиболее активно использовалась формула Виола–Сиборга, предложенная в 1966 г. и включающая зависимость от заряда ядра  $Z$  [5]:

$$\log_{10} T_{1/2}^\alpha(Z, N) = (aZ + b) Q_\alpha^{-1/2} + (cZ + d) + h_i, \quad (2)$$

Подгоночные параметры  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$  из работы [5], а также значение среднеквадратичного отклонения  $\sigma$  для современных данных приведены в табл. 1. Параметр  $h_i$  зависит от типа ядра и равен 0 для четно-четных ядер,

\* bairamov.df20@physics.msu.ru

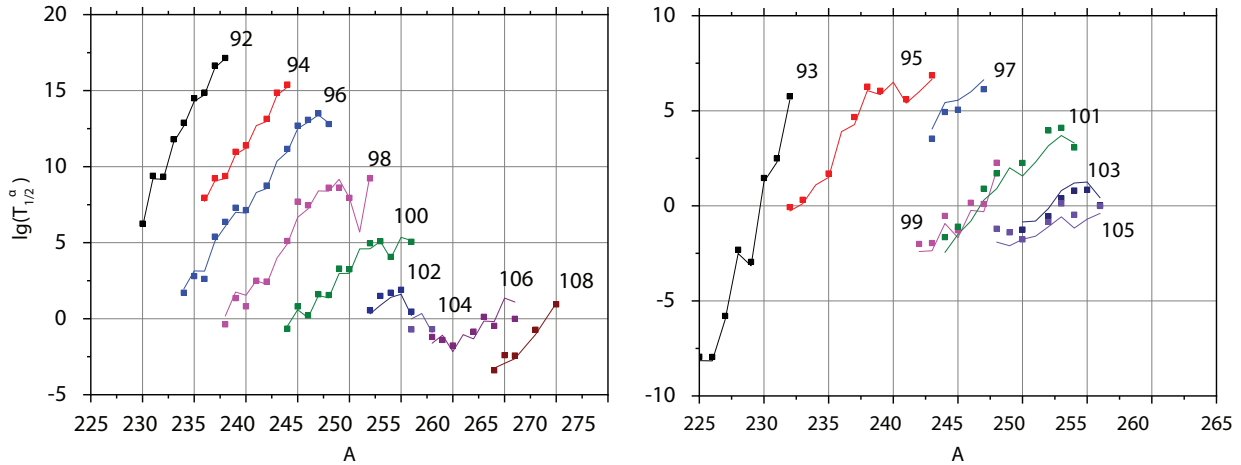


Рис. 1. Логарифм периода полураспада сверхтяжелых элементов по альфа-каналу от числа нуклонов  $A$  для ядер с четным (слева) и нечетным (справа)  $Z$ . Линии — расчет по формуле (2), параметры табл. 2, точки — экспериментальные данные [6]

0.641 для четно-нечетных, 0.437 для нечетно-четных и 1.024 для нечетно-нечетных. Видно, что среднеквадратичное отклонение даже для современных данных по четно-четным ядрам невелико, что позволяет говорить о хорошей точности этой формулы. Более того она использует небольшое число параметров, что существенно упрощает их подгонку в отличие от большинства других соотношений. Коэффициенты  $h$  и  $d$  в формуле (2) можно объединить в один свободный член, что удобно при получении аппроксимации для нечетных ядер.

В табл. 1 представлены также новые значения коэффициентов в формуле (2), полученные нами в результате подгонки современных экспериментальных данных для 51 четно-четного ядра в диапазоне  $92 \leq Z \leq 118$  [6]. Значения параметров изменились несущественно, что также говорит об адекватности предложенного описания зависимости  $T_{1/2}$  от  $Q_\alpha$ .

В литературе представлены как различные варианты уточнения формулы Виолы–Сиборга (например, [7, 8]), так и существенно более сложные параметризации зависимости  $T_{1/2}$  от  $Q_\alpha$  (например, [9–11]). Поскольку результаты для четно-четных ядер в этих подходах очень близки, мы рассмотрели для сравнения только параметризацию из работы [8], как одно из лучших описаний экспериментальных данных [12].

Авторы работы [8] отмечают, что в области сверхтяжелых элементов параметр  $b$  в формуле (2) мал в сравнении с  $aZ$  ( $Z = 90 - 110$ ), что позволяет им пренебречь. Помимо этого, поправка на четность числа протонов или нейтронов в ядре введена в виде энергии возбуждения дочернего ядра:

$$\log_{10} T_{1/2}^\alpha(Z, N) = aZ(Q - \bar{E}_i)_\alpha^{-1/2} + cZ + d, \quad (3)$$

где  $\bar{E}_i$  — средняя энергия возбуждения квазичастично-го протона  $\bar{E}_p$  или нейтрона  $\bar{E}_n$ . Для нечетно-четных

ядер  $\bar{E}_i = \bar{E}_p$ , для четно-нечетных  $\bar{E}_i = \bar{E}_n$ , для нечетно-нечетных  $\bar{E}_i = \bar{E}_{pn} = \bar{E}_p + \bar{E}_n$ . Полученные в работе [8] коэффициенты  $a$ ,  $b$  и  $c$  приведены в табл. 1, значения поправки:  $\bar{E}_p = 0.113$  МэВ,  $\bar{E}_n = 0.171$  МэВ.

В табл. 1 также представлены новые значения параметров в формуле (3) для четно-четных ядер, полученные в результате подгонки современных экспериментальных данных в диапазоне  $92 \leq Z \leq 118$ . Новые значения параметров приводят к лучшему описанию экспериментальных данных, однако следует отметить, что использование параметризации (2), включающей четыре параметра, позволяет получить более точное совпадение с данными по четно-четным ядрам.

## 1.2. Параметризации для всех типов ядер

Поскольку использование формулы Виолы–Сиборга (2) приводит к наименьшему значению среднеквадратичного отклонения для четно-четных ядер, дальнейшее обобщение параметризации зависимости периода полураспада ядра по альфа-каналу на все типы ядер мы провели на ее основе. При этом мы объединили параметр  $d$  и поправку на четность  $h_i$  и провели отдельные подгонки для всех четырех типов ядер. Полученные четыре набора параметров формулы (2) приведены в табл. 2 с указанием соответствующих среднеквадратичных отклонений. В области сверхтяжелых элементов объем экспериментальных данных для нечетных и нечетно-нечетных ядер меньше, чем для четно-четных, соответственно результаты подгонки также не столь точны.

На рис. 1 приведены результаты расчетов по формуле (2) с новыми значениями параметров в сравнении с имеющимися экспериментальными данными. Хорошо видно, что для цепочек изотопов с четным значением  $Z$  описание в целом удовлетворительное, но для изотопов

Таблица 1. Параметры формул (2) и (3) и среднее квадратичное отклонение  $\sigma$  экспериментальных значений  $\lg T_{1/2}$  для четно-четных ядер в диапазоне  $92 \leq Z \leq 118$ 

| Формула |             | $a$    | $b$    | $c$     | $d$     | $\sigma$ |
|---------|-------------|--------|--------|---------|---------|----------|
| (2)     | [5]         | 1.3892 | 13.862 | -0.1086 | -41,458 | 0.072    |
|         | Наша работа | 1.382  | 12.469 | -0.008  | -38.269 | 0.054    |
| (3)     | [8]         | 1.5372 | -      | -0.1607 | -36.573 | 0.315    |
|         | Наша работа | 1.595  | -      | -0.143  | -40.748 | 0.061    |

Таблица 2. Новые параметризации формулы Виолы–Сиборга (2) для различных групп ядер и соответствующие среднее квадратичные отклонения

| Тип ядра ( $N, Z$ ) | $a$     | $b$      | $c$      | $d + h_i$ | $\sigma$ |
|---------------------|---------|----------|----------|-----------|----------|
| чет-чет             | 1.38212 | 12.46871 | -0.00811 | -38.26874 | 0.054    |
| чет-нечет           | 1.4256  | 11.26564 | 4.25647  | -39.5456  | 0.123    |
| нечет-чет           | 1.34624 | 9.45757  | 0.42421  | -40.25242 | 0.111    |
| нечет-нечет         | 1.3542  | 8.5224   | -0.25251 | -41.12424 | 0.121    |

с нечетным  $Z$  с увеличением заряда ядра совпадение расчетных значений с экспериментальными существенно ухудшается.

## 2. СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ

Явление спонтанного деления (SF) было впервые открыто в 1940 г. Г.Н. Флеровым и К.А. Петержаком [13]. Это один из важнейших каналов распада в области сверхтяжелых элементов: нуклиды либо делятся сами, либо распадаются на два тяжелых осколка после последовательного испускания альфа-частиц, образуя характерные цепочки альфа-распадов, заканчивающиеся спонтанным делением. Для моделирования по сравнению с альфа-распадом спонтанное деление более сложный процесс, поскольку здесь мы имеем дело с коллективными процессами большой амплитуды в многочастичной квантовой системе. Это процесс, зависящий от времени, охватывает значительное число выходных каналов: в описании реакции деления нельзя зафиксировать массу и заряд осколков, а также число испускаемых нейтронов (см, например, [14] и ссылки в данном обзоре).

Микроскопическое описание процесса деления является весьма трудоемкой задачей, требующей значительных вычислительных мощностей, поэтому феноменологические формулы для оценки вероятности спонтанного деления остаются весьма востребованными. В отличие от альфа-распада, в основе этих соотношений могут лежать разные принципы, и, соответственно, сам аналитический вид и результаты описания экспериментальных данных также могут сильно различаться. Мы рассмотрим несколько формул, демонстрирующих хорошее согласие с расчетами в микроскопическом подходе [15].

### 2.1. Результаты для четно-четных ядер

Для описания периода полураспада по спонтанному делению в 2009 г. в работе [16] было предложено достаточно простое соотношение, включающее зависимость от параметра делимости  $Z^2/A$  и нейтронного избытка  $I = \frac{N-Z}{N+Z}$ :

$$\log(T_{1/2}^{SF}) = a \frac{Z^2}{A} + b \left( \frac{Z^2}{A} \right)^2 + c \left( \frac{N-Z}{N+Z} \right) + d \left( \frac{N-Z}{N+Z} \right)^2 + e. \quad (4)$$

Здесь период полураспада выражается в годах, значения параметров  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ , и  $e$  приведены в табл. 3. На основе современных экспериментальных данных для 64 четно-четных изотопов [17] мы провели новую подгонку параметров следующим численным методом. Приравняв к нулю частные производные формулы для среднее квадратичного отклонения по каждому из параметров, мы получили систему из пяти уравнений, решение которой приводит коэффициенты, дающие минимальное значение среднее квадратичного отклонения. Новые значения параметров приведены в табл. 3.

В работе [18] проведен анализ нескольких феноменологических соотношений, использующих в качестве основной переменной параметр делимости и предложенная формула, использующая в качестве «стартовой точки» экспериментальное значение периода полураспада по SF-каналу  $^{232}\text{Th}$  и величину нейтронного избытка для этого изотопа ( $N - Z = 52$ ). Идея состоит в том, что с ростом числа протонов период полураспада должен уменьшаться по мере роста кулоновского отталкивания. Изотоп тория  $^{232}\text{Th}$  является самым долгоживущим из известных нуклидов, и идея состоит в том, что

Таблица 3. Параметры  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ , и  $e$  в формуле (4) и соответствующие среднеквадратичные отклонения для данных по четно-четным ядрам

|             | $a$       | $b$     | $c$        | $d$        | $e$       | $\sigma$ |
|-------------|-----------|---------|------------|------------|-----------|----------|
| [16]        | -43.25203 | 0.49192 | 3674.39270 | -9360.6    | 580.75058 | 0.440    |
| Наша работа | -44.142   | 0.506   | 4160.382   | -10476.585 | 540.892   | 0.309    |

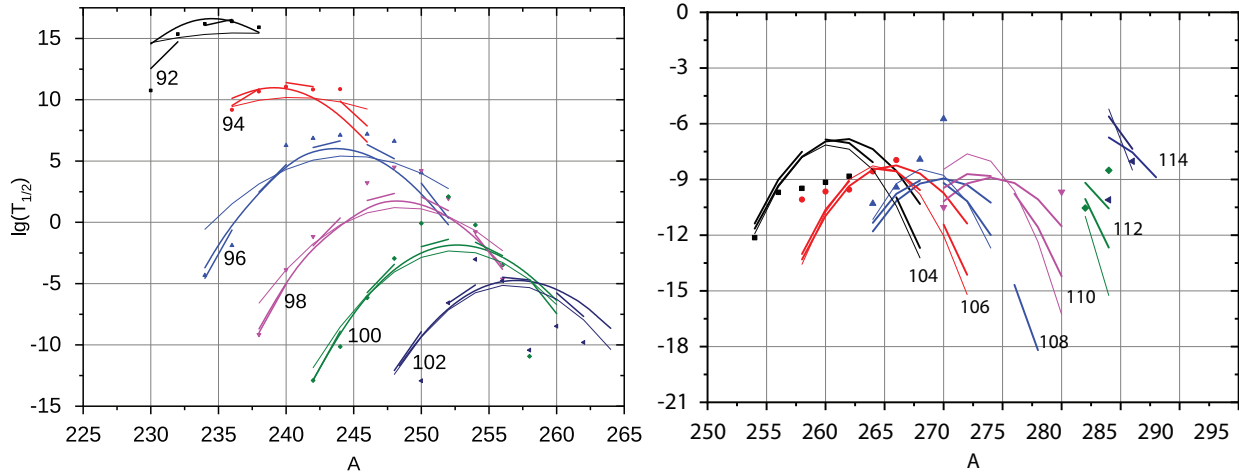


Рис. 2. Логарифм периода полураспада четно-четных элементов по каналу спонтанного деления от числа нуклонов для  $Z = 92 - 102$  (слева) и  $Z = 104 - 114$  (справа), полученных по формуле (4) (пунктирная кривая), формуле (5) (толстая кривая) и (7) (тонкая кривая). Точки — экспериментальные значения

для тяжелых элементов ( $Z > 90$ ) уменьшение периода полураспада будет определяться эффективным увеличением заряда ядра ( $Z - 90$ ):

$$\log_{10} (T_{1/2}^{SF}) = c_0 + c_1 \frac{Z - 90 - \nu}{A} + c_2 \frac{(Z - 90 - \nu)^2}{A} + c_3 \frac{(Z - 90 - \nu)^3}{A} + c_4 \frac{Z - 90 - \nu}{A} (N - Z - 52)^2 \quad (5)$$

Здесь период полураспада выражается в годах,  $c_0 = 21.08$  (логарифм периода полураспада  $^{232}\text{Th}$ ). Параметр сеньорити  $\nu$  введен в работе [19] при обобщении формулы (5) на все типы ядер, он учитывает блокирующий эффект неспаренных нуклонов при переходах пар нуклонов в процессе деления и равен 0 для четно-четных ядер и 2 для ядер с нечетным  $A$  и нечетно-нечетных.

В табл. 4 приведены значения параметров формулы (5), полученные в работе [19] и результаты нашей подгонки по современным экспериментальным данным для четно-четных ядер [17]. Параметр  $c_0$  был также взят в качестве свободного, однако его значение, как и значения остальных параметров не сильно изменились несмотря на то, что количество используемых данных существенно возросло.

Важно отметить, что рассмотренные выше соотношения не включают в себя информацию о потенциальном барьере, определяющем процесс деления. В работе [20] предложено полуэмпирическое соотношение

для четно-четных ядер. Поскольку решение многомерной задачи квантового туннелирования в микроскопическом подходе представляет собой очень сложную задачу, используется представление, в котором вероятность туннелирования сквозь кулоновский барьер выражается как [20]:

$$P_{SF} = \exp \left( -2 \int_{R_2}^{R_3} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (V(R) - Q_{SF})} dR \right), \quad (6)$$

где  $Q_{SF}$  — полная энергия, выделившаяся в процессе распада,  $\mu$  — приведенная масса двух осколков, а  $V(R)$  — суммарный потенциал между осколками деления. В случае аппроксимации потенциала параболой  $V(R)$  можно выразить следующим образом:

$$V(R) = V_{top} - \frac{C}{2} (R - R_0),$$

где  $V_{top}$  — высота кулоновского барьера,  $R_0$  и  $C$  — параметры. Тогда интегрирование в формуле (6) выполняется аналитически:

$$P_{SF} = \exp \left( -\frac{2\pi (V_{top} - Q_{SF})}{\hbar\omega_f} \right),$$

где  $\omega_f = \sqrt{C/\mu}$  и значение  $\hbar\omega_f$  обычно принимается равным 1.0 МэВ [20]. В результате период полураспада

Таблица 4. Параметры в формуле (5) и соответствующие среднеквадратичные отклонения для четно-четных ядер ( $Z > 90$ )

|             | $c_0$ | $c_1$       | $c_2$     | $c_3$    | $c_4$    | $\sigma$ |
|-------------|-------|-------------|-----------|----------|----------|----------|
| [19]        | 21.08 | -548.825021 | -5.359139 | 0.767379 | -4.28222 | 0.281    |
| Наша работа | 21.10 | -674.731    | 2.612     | 0.580    | -2.069   | 0.257    |

Таблица 5. Параметры в формуле (7) и соответствующие среднеквадратичные отклонения для четно-четных ядер ( $Z > 90$ )

|             | $c_0$      | $c_1$   | $c_2$    | $c_3$                    | $c_4$    | $\sigma$ |
|-------------|------------|---------|----------|--------------------------|----------|----------|
| [20]        | -195.09227 | 3.10156 | -0.04386 | $1.40301 \times 10^{-6}$ | -0.03199 | 0.268    |
| Наша работа | -251.604   | 3.717   | -0.054   | $1.604 \times 10^{-6}$   | -0.038   | 0.250    |

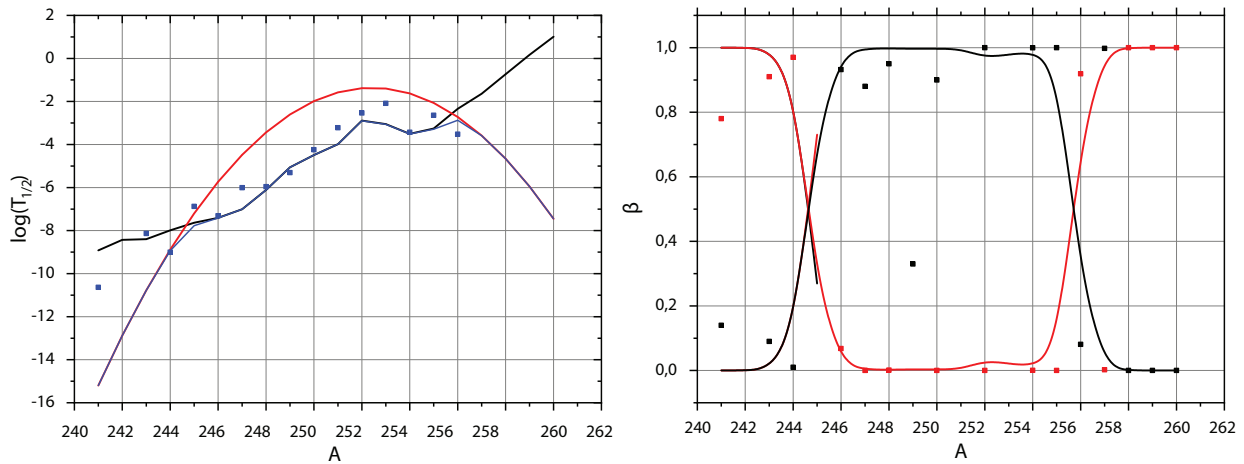


Рис. 3. Логарифм периода полураспада (слева) и доли распада (справа) изотопов Fm по каналам спонтанного деления (красная кривая), альфа-распада (черная кривая), полного распада (синяя кривая). Точками указаны экспериментальные значения [6]

по каналу спонтанного деления записывается, как:

$$T_{1/2}^{SF} = \frac{\ln(2)}{n \cdot P_{SF}} = \frac{\ln(2)}{n} \times \exp\left(\frac{2\pi(V_{top} - Q_{SF})}{\hbar\omega_f}\right) = \exp\left(\frac{2\pi c_0}{\hbar\omega_f}\right) \times \exp\left(-\frac{2\pi(V_{top} - Q_{SF})}{\hbar\omega_f}\right).$$

где вероятность туннелирования  $P_{SF}$  вносит определяющий вклад, а фактор  $n$  обычно считается константой.

Энергия, выделяющаяся в процессе распада, задается формулой, основанной на формуле Вайцзеккера:

$$Q_{SF} = 0.13323 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 11.64.$$

Высота кулоновского барьера зависит от взаимодействия между всеми нуклонами ядра, что приводит к зависимости от  $A$ , а также от кулоновских сил, что дает зависимость от  $Z^2$  и  $Z^4$  в качестве поправки, и изоспинового эффекта, дающего пропорциональность  $(N - Z)^2$ :

$$V_{top} = c_1 A + c_2 Z^2 + c_3 Z^4 + c_4 (N - Z)^2.$$

Таким образом, полуэмпирическая формула записывается как [20]:

$$T_{1/2}^{SF} = \exp\left(2\pi\left(c_0 + c_1 A + c_2 Z^2 + c_3 Z^4 + c_4(N - Z)^2 - \left(0.13323 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 11.64\right)\right)\right). \quad (7)$$

Значения подгоночных параметров  $C_i$ , полученные в [20], и поправленные нами на основе современных экспериментальных данных значения для четно-четных ядер приведены в табл. 5. Поскольку формула (7) содержит информацию о потенциальном барьере, результаты подгонки ее параметров на современных данных приводят к наиболее точному описанию эксперимента для четно-четных изотопов.

На рис. 2 показаны зависимости логарифмов периодов полураспада по каналу спонтанного деления от массового числа  $A$  для четно-четных изотопов ядер с  $Z = 92 - 114$ . Видно, что для тяжелых ядер с  $Z = 92 - 102$  расчетные кривые удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Однако для более тяжелых ядер  $Z = 104 - 114$  ход расчетных кривых не соответствует поведению экспериментальных значений. В области сверхтяжелых элементов динамика

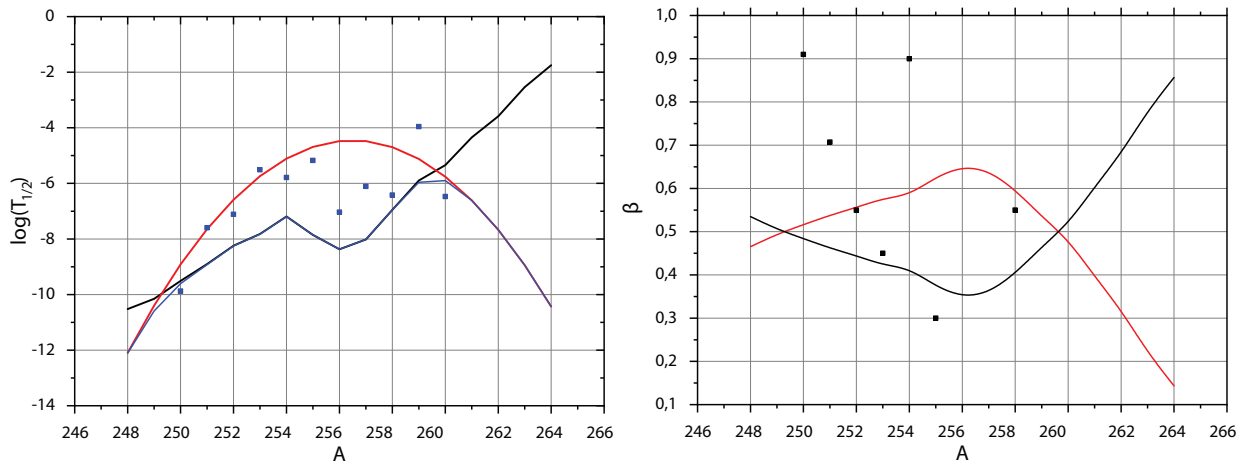


Рис. 4. Логарифм периода полураспада (слева) и доли распада (справа) изотопов No по каналам спонтанного деления (красная кривая), альфа-распада (черная кривая), полного распада (синяя кривая). Точками указаны экспериментальные значения [6, 17]

нуклонов в ядре и структура потенциальной поверхности существенно меняется и предложенные формулы не учитывают этих изменений.

### 3. ПРЕДСКАЗАНИЯ ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА ДЛЯ ЦЕПОЧЕК ИЗОТОПОВ Fm и No

В качестве примера использования рассмотренных выше формул для предсказания периодов полураспада по каналам альфа-распада и спонтанного деления мы провели расчеты с полученными нами параметрами для цепочек изотопов Fm ( $Z = 100$ ) и No ( $Z = 102$ ). Для расчетов периода полураспада для альфа-распада использовано соотношение (2), для спонтанного деления — формула (7). Рассматривая только указанные два канала как путь распада изотопов, можно также определить долю соответствующих распадов и полный период полураспада для каждого изотопа. Для долей распада по двум каналам выполняются соотношения:

$$\beta_{SF} + \beta_{\alpha} = 1, \quad \beta_{SF} \cdot T_{1/2}^{SF} = T_{1/2}, \quad \beta_{\alpha} \cdot T_{1/2}^{\alpha} = T_{1/2}.$$

В результате доли каналов распада определяются как:

$$\beta_{SF} = \frac{T_{1/2}^{\alpha}}{T_{1/2}^{\alpha} + T_{1/2}^{SF}}, \quad \beta_{\alpha} = \frac{T_{1/2}^{SF}}{T_{1/2}^{\alpha} + T_{1/2}^{SF}}, \quad (8)$$

а полный период полураспада:

$$T_{1/2} = \frac{T_{1/2}^{SF} \cdot T_{1/2}^{\alpha}}{T_{1/2}^{SF} + T_{1/2}^{\alpha}}. \quad (9)$$

Результаты расчетов в сравнении с экспериментальными данными для изотопов Fm представлены на рис. 3,

для изотопов No — на рис. 4. Для изотопов Fm экспериментальные точки близки к полученной кривой периода полураспада. Для No совпадение значительно хуже, что указывает как на недостаточно корректное описание канала спонтанного деления в предложенных формулах, так и на увеличение неопределенности в экспериментальных значениях с продвижением к более тяжелым элементам.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были рассмотрены несколько феноменологических формул для предсказания периодов полураспада сверхтяжелых элементов по каналам альфа-распада и спонтанного деления. Как видно из полученных результатов, в данном подходе можно достаточно точно предсказать периоды полураспада по альфа-каналу, даже для ядер с неспаренным нуклоном. Наилучшие результаты были получены с использованием формулы Виолы–Сиборга, с использованием последних экспериментальных данных получены новые коэффициенты в соотношении для всех типов ядер. Для канала спонтанного деления точность рассмотренных формул заметно хуже, тем не менее для тяжелых четно-четных ядер до зарядового номера 104 можно с относительно хорошей точностью предсказать соответствующий период полураспада. Для более тяжелых ядер существенно изменяется форма потенциальной поверхности, что приводит к значительным отличиям в зависимостях периода полураспада от массового числа от соотношений, аппроксимированных в области  $90 < Z < 100$ .

Рассчитанные значения периодов полураспада по каналам альфа-распада и спонтанного деления для изотопов Fm и No, а также полученные на их основе оценки долей распадов и полного периода полураспада

находятся в соответствии с экспериментальными данными. Однако следует отметить, что рассматриваемые изотопы лежат на границе применимости рассмотренных феноменологических соотношений: если для изотопов Fm соотношения приводят к приемлемым результатам, то рассчитанные и экспериментальные значения полного периода полураспада для четных изотопов No составляют порядок, а для нечетных изотопов достигают двух порядков.

Таким образом, рассмотренные соотношения могут быть использованы для описания характеристик распада

тяжелых ядер в области трансуранов, но для продвижения в область трансфермиевых элементов необходим поиск соотношений, включающих более адекватное описание потенциального барьера для процесса деления.

Авторы благодарны М.В. Симонову за полезные обсуждения и И.А. Мостакову за техническую помощь в работе. Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фундаментальные и прикладные исследования космоса»

- 
- [1] *Guiliani S.A. et al // Rev. Mod. Phys.* **91**. 011001. (2019).  
 [2] *Geiger H., Nuttal J.M. // Philos.Mag.* **22**. 613. (1911).  
 [3] *Gamow G. // Z. Phys.* **51**. 204. (1928).  
 [4] *Gurney R.W., Condon E.U. // Nature.* **122**. 439. (1928).  
 [5] *Viola V.E., Jr. Seaborg G.T. // J. Inorg. Nucl. Chem.* **28**. 74. (1966).  
 [6] *Kondev F.G. et al. // Chin. Phys. C.* **45**, 030001. (2021).  
 [7] *Dong T.K., Ren Z.Z. // Eur. Phys. Jour. A* **26**. 69. (2005).  
 [8] *Parkhomenko A., Sobiczewski A. // Acta Phys. Pol. B.* **36**, 3095. (2005).  
 [9] *Qi C. et al. // Phys. Rev. C.* **80**, 044326. (2009).  
 [10] *Royer G. // Nucl. Phys. A.* **848**. 279. (2010).  
 [11] *Poenaru D.N., Gherghescu R.A., Greiner W. // Phys. Rev. C.* **83**. 014601. (2011).  
 [12] *Vladimirova E.V. et al. // Int. J. Mod. Phys. E.* **30**, 2150025. (2021).  
 [13] *Flerov G., Peterjak K. // Phys. Rev.* **58**. 89. (1940).  
 [14] *Schunck N., Regnier D. // Prog. Part. And Nucl. Phys.* **125**. 103963. (2022).  
 [15] *Santhosh K.P., Priyanka B. // Nucl.Phys. A.* **940**. 21. (2015).  
 [16] *Santosh K.P., Biju R.K., Sabina S. // Nucl. Phys. A.* **2009** 832 220.  
 [17] *Heßberger F. // Eur. Phys. Jour. A.* **53**. 75. (2017).  
 [18] *Xu C., Ren Z. // Phys.Rev. C* **71**. 014309. (2005).  
 [19] *Ren Z., Xu C. // Nucl. Phys. A* **759**. 64. (2005).  
 [20] *Xu C., Ren Z., Guo Y. // Phys.Rev. C* **78**. 044329. (2008).

## Semi-empirical relations for the half-lives of superheavy elements

D.F. Bayramov<sup>a</sup>, T.Yu. Tretyakova

*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>bairamov.df20@physics.msu.ru*

We considered phenomenological equations for the half-lives of superheavy elements through alpha decay and spontaneous fission channels predictions. Based on modern experimental data, new values of the fitting parameters were obtained and predictions of the full half-life and half-life periods were made by using spontaneous fission and alpha decay channels for Fm ( $Z = 100$ ) and No ( $Z=102$ ) isotopes.

PACS: 23.60.+e, 25.85.-w.

*Keywords:* superheavy elements, alpha-decay, spontaneous fission.

*Received 12 April 2023.*

### Сведения об авторах

1. Байрамов Даниэль Фаильевич — студент; e-mail: bairamov.df20@physics.msu.ru.
2. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495)723-46-77, e-mail: tretyakova.t20@physics.msu.ru.