

Оценка характеристик α -распада сверхтяжелых элементов $Z = 102 - 106$ на основе локальных массовых соотношений

Е. В. Владимирова¹, Б. С. Ишханов^{1,2}, М. В. Симонов¹, Т. Ю. Третьякова^{2*}

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

² Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 20.03.2019; Подписана в печать 24.03.2019)

Проведена оценка устойчивости метода локальных массовых соотношений для предсказания масс атомных ядер в области сверхтяжелых элементов. С использованием формул для оценки остаточного pr -взаимодействия выполнены расчеты энергий связи ядер $A > 200$. Сравнение с экспериментальными данными АМЕ2016 показывает высокую точность и устойчивость метода. Предсказаны характеристики α -распада для изотопов $Z = 102 - 106$, $N = 144 - 157$.

PACS: 21.10.Dr, 21.30.Fe, 29.87.+g

УДК: 539.143.22

Ключевые слова: масса атомного ядра, сверхтяжелые элементы, локальные массовые соотношения, α -распад.

ВВЕДЕНИЕ

Последние десятилетия связаны со значительным прогрессом экспериментальных методов получения сверхтяжелых элементов. Были успешно синтезированы элементы $Z = 107 - 112$ в Дармштадте (GSI) [1–3], $Z = 114 - 118$ в Дубне (ОИЯИ) [4–8] и $Z = 113$ в Японии (RIKEN) [9–11], что позволило приблизиться к ответам на многие открытые вопросы в области сверхтяжелых ядер. Одним из таких вопросов является локализация острова стабильности, существование которого в области $Z \approx 114$ и $N \approx 184$ предсказывает оболочечная модель [12]. Вопросы синтеза новых элементов и изучения их характеристик подробно изложены в обзорных работах [13–16]. Область сверхтяжелых элементов представляет значительный интерес для фундаментальной ядерной физики, поскольку здесь возможно получение информации об атомных ядрах вдали от линии стабильности с уникальным балансом между кулоновским и ядерным взаимодействием. При этом экстремально большое число нуклонов приводит к новым проявлениям структуры ядер, что увеличивает важность данных об изменении свойств изотопов с ростом числа нейтронов. Таким образом, значимой экспериментальной задачей является не только открытие новых химических элементов, но и синтез максимально большого числа изотопов каждого из них.

Важной особенностью области сверхтяжелых элементов является α -излучение в качестве преобладающей моды распада. Эта особенность лежит в основе современных методов регистрации новых сверхтяжелых ядер, что требует точных оценок характеристик α -распада: энергии и времени распада. Для определения

энергии α -распада необходимы данные о массах материнского и дочернего ядер, причем в данной области изотопов часто отсутствуют экспериментальные данные как для одного из них, так и для обоих. Описание структуры и предсказание масс атомных ядер является одним из важнейших направлений ядерной физики, и на данный момент среднеквадратичное отклонение оценок от имеющихся экспериментальных данных составляет от сотен кэВ до 1 МэВ в зависимости от метода анализа данных [17]. Большое значение имеют исследования с использованием макроскопических и/или микроскопических подходов, например, модель конечной заряженной жидкой капли (FRDM) [18], метод Скирма–Хартри–Фока–Боголюбова (SHFB) [19, 20], модель Вайцтеккера–Скирма (WS) [21, 22] и многие другие. Другая группа исследований основана на использовании локальных массовых соотношений. Данный подход основан на определении энергии связи данного ядра на основе известных энергий связи соседних изотопов. Он не дает существенной информации о внутренней структуре ядра, однако позволяет оценить его массу с высокой точностью от 60 до 300 кэВ. На данной методике основаны оценки в систематиках АМЕ (Atomic Mass Evaluation) [23–25], расчеты с использованием соотношений Гарви–Келсона (GK) [26], а также подходы с использованием формул для остаточного pr -взаимодействия [27–30].

Для предсказания характеристик α -распада точность определения энергии распада имеет большое значение, поскольку, в силу закона Гейгера–Неттола, ошибка в определении энергии в 0.5 МэВ приводит к неопределенности в оценке периода полураспада на порядок величины. В данной работе для определения характеристик α -распада сверхтяжелых элементов используется метод локальных массовых соотношений на данных из компиляции экспериментальных значений масс ядер АМЕ2016 [25]. Нашей задачей было изучение устойчивости данного метода на примере извест-

*E-mail: tretyakova@sinp.msu.ru

них ядер с $Z = 102-106$ и предсказание характеристик α -распада для новых изотопов.

1. МЕТОД ЛОКАЛЬНЫХ МАССОВЫХ СООТНОШЕНИЙ

Для успешной реализации метода локальных массовых соотношений в области тяжелых ядер должны выполняться два условия. Во-первых, характеристика, описываемая массовым соотношением, должна иметь достаточно гладкую зависимость от массового числа A , чтобы аналитическая аппроксимация данной зависимости соответствовала экспериментальным значениям с хорошей точностью. Во-вторых, массовое соотношение должно включать в себя как можно меньшее количество изотопов, так как в рассматриваемой области сверхтяжелых ядер количество известных энергий связи ядер сильно ограничено. Соотношения GK [26] представляют собой такие линейные комбинации энергий связи изотопов, значение которых приблизительно

но равно нулю, то есть они не требуют дополнительной аппроксимации и в наилучшей степени соответствуют первому условию. Однако в них используются энергии связи шести ядер, разнесенных друг от друга на NZ -диаграмме, что противоречит второму условию. Известно, что данные соотношения приводят к сильным искажениям значений масс ядер в области протонного либо нейтронного избытка. В связи с этим было предложено использовать для построения массовых соотношений величину эффективного np -взаимодействия [27].

В предыдущих работах нами были подробно рассмотрены различные массовые характеристики для оценки np -спаривания [31, 32] и было показано, что эти характеристики в целом имеют более гладкое предсказуемое поведение с изменением массового числа A . Наиболее подходящей для обсуждаемых целей является соотношение, вытекающее из определения энергии np -спаривания как разности энергии отделения np -пары и суммы энергий отделения нейтрона и протона [33]:

$$\Delta_{np}(N, Z) = S_{np}(N, Z) - S_p(N-1, Z) - S_n(N, Z-1) = B(N, Z) + B(N-1, Z-1) - B(N, Z-1) - B(N-1, Z), \quad (1)$$

где S_p и S_n — энергии отделения протона и нейтрона соответственно, B — энергия связи ядра. Зная $\Delta_{np}(N, Z)$ и любые три энергии связи из используемых в формуле (1), можно получить четвертую, неизвестную энергию связи. Для этого необходима аппроксимация величины $\Delta_{np}(N, Z)$. В работе [30] была использована аппроксимация в виде суммы двух слагаемых:

$$\Delta_{np}^{approx}(N, Z) = \overline{\Delta_{np}(A)} - \Delta_{sh}(N, Z). \quad (2)$$

Здесь $\overline{\Delta_{np}(A)}$ — основное слагаемое, зависящее от массового числа A , Δ_{sh} — оболочечная поправка, зависящая от характера заполнения последней оболочки нейтронами N и протонами Z . В работе [32] была показана особая чувствительность выбранной характеристики к четности массового числа A . Значения $\overline{\Delta_{np}(A)}$ разделяются на две ветви, для каждой из которых определена отдельная зависимость [30]:

$$\overline{\Delta_{np}(A)} = \begin{cases} -74 \text{ кэВ}, & A - \text{нечетное}, \\ -74 - \frac{69861}{A} \text{ кэВ}, & A - \text{четное}. \end{cases} \quad (3)$$

Оболочечная поправка Δ_{sh} также состоит из двух членов, второй из которых включает в себя зависимость от числа нейтронов и протонов сверх замкнутого

дважды магического остова и их квантовых чисел [29]:

$$\Delta_{sh}(N, Z) = a + 2b \cdot |\Omega_N(N_p - \Omega_Z) - \Omega_Z(N_n - \Omega_N)|, \quad (4)$$

где a и b — подгоночные параметры, $N_p(N_n)$ — число валентных протонов (нейтронов) сверх ближайшей заполненной оболочки, $\Omega_{Z(N)} = \sum_{j_{Z(N)}} (j_{Z(N)} + \frac{1}{2})$. Коэффициенты в выражении (3), а также значения a и b , приведенные в табл. I, получены в работе [30] на основе подгонки к экспериментальным данным компиляции АМЕ2003 [24]. Данная аппроксимация была в дальнейшем использована в нашей работе для оценки неизвестных масс ядер.

В качестве проверки соответствия данной аппроксимации современным экспериментальным данным компиляции АМЕ2016 [25] рассчитаны среднеквадратичные $\sqrt{\sigma^2}$ и средние $\langle \sigma \rangle$ отклонения характеристики $\Delta_{np}(N, Z)$ и $\Delta_{np}^{approx}(N, Z)$.

$$\sqrt{\sigma^2} = \left[\frac{1}{k} \sum_{i=1}^k ((\Delta_{np}^{approx})_i - (\Delta_{np})_i)^2 \right]^{1/2} \quad (5)$$

$$\langle \sigma \rangle = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k |(\Delta_{np}^{approx})_i - (\Delta_{np})_i| \quad (6)$$

В табл. II приведены результаты расчетов 341 ядра $A > 200$, полученные как с учетом оболочечной поправки, так и без её учета. Меньшие отклонения для

Таблица I: Значения коэффициентов a и b в оболочечной поправке Δ_{sh} для разных групп ядер [30]

Диапазоны N, Z	Параметр	Четные A	Нечетные A
$N \in [82, 126), Z \in [50, 82)$	a	60.64	107.9
или $N \in [50, 82), Z \in [82, 126)$	b	-0.1124	-0.2617
$N \in [82, 126), Z \in [82, 126)$	a	11.37	18.81
или $N \in [126, 184), Z \in [50, 82)$	b	-0.1067	-0.0266
$N \in [126, 184), Z \in [82, 126)$	a	44.67	-11.25
	b	-0.1697	0.0499

ядер с нечетным A связаны с более компактным поведением экспериментальных значений Δ_{np} , что видно из рис. 1. Поскольку в данной группе ядер определение последовательности заполнения оболочек и квантовых чисел внешних нуклонов весьма затруднено, а также ввиду того, что вклад спинового члена оболочечной поправки с параметром b очень мал (~ 0.3 кэВ/нуклон), в дальнейших расчетах мы полагали $b = 0$, то есть в качестве оболочечной поправки использовался только вклад подгоночного параметра a .

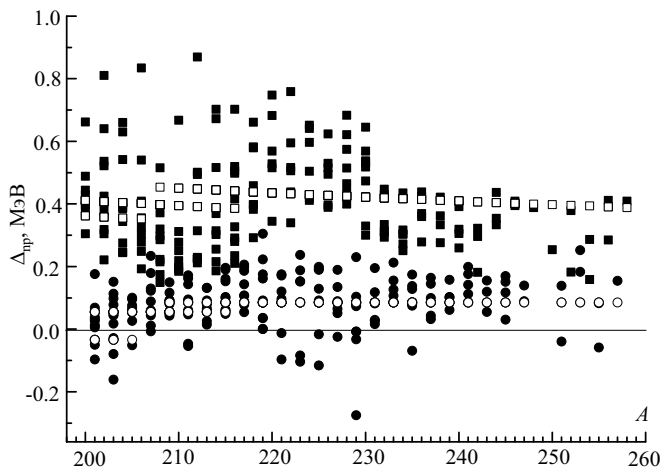


Рис. 1: Δ_{np} (закрашенные маркеры) и Δ_{np}^{approx} (пустые маркеры) для ядер с $A > 200$. Четные A (■, □), нечетные A (●, ○)

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК α -РАСПАДА

Как следует из формулы (1) неизвестная энергия связи нуклида может быть определена из энергий связи соседних изотопов с учетом аппроксимации (2):

$$B(N, Z) = B(N-1, Z) + B(N, Z-1) - B(N-1, Z-1) + \Delta_{np}^{approx}(N, Z). \quad (7)$$

Применяя формулу (7), можно последовательно вычислять энергию связи изотопов на NZ -диаграмме и таким образом как рассчитать величину B в случае

наличия экспериментального значения для данного ядра, так и предсказать энергию связи для неизвестных изотопов. Далее расчеты проводились по следующей методике:

- Если для искомого изотопа известны все восемь энергий связи соседних ядер, то существует четыре способа определения неизвестной энергии связи. В этом случае определяется 4 расчетных значения $B(N, Z)$ и берется среднее. Если данных недостаточно, аналогично используются 3, 2 или 1 расчетное значение.
- В случае, если для искомого изотопа недостаточно известных энергий связи соседних ядер, необходимые энергии связи соседних ядер рассчитываются последовательно, начиная с той области, где имеются данные. Энергия связи искомого изотопа определяется на основе не только экспериментальных энергий, но и расчетных энергий связи (используется вплоть до 10 итераций расчетов).
- Расчетные характеристики α -распада, определяются с использованием расчетных энергий связи и для начального, и для конечного ядер.

На рис. 2 приведены разности расчётных и экспериментальных значений энергий связи и энергий α -распада Q_α в области $A > 200$. Для сравнения были использованы экспериментальные данные для 433 изотопов. Видно, что максимальное отклонение как энергии связи, так и Q_α составляет около 300 кэВ. Значения среднеквадратичных и средних отклонений $B(N, Z)$ и Q_α , приведенные в табл. III, не превышают 100 кэВ. В целом данные результаты можно считать показателем высокой точности и устойчивости данной методики.

Стандартной методикой определения периода полураспада является использование эмпирического соотношения Виолы-Сиборга [34]:

$$\lg T_{1/2}^\alpha = \frac{(cZ + d)}{\sqrt{Q_\alpha}} + (fZ + e) + h_{log}, \quad (8)$$

где параметры, согласно [35], имеют следующие значения: $c = -1.64062$, $d = -8.54399$, $f = -0.19430$

Таблиця II: Отклонения аппроксимированных значений Δ_{np}^{approx} и рассчитанных на основе экспериментальных энергий связи значений Δ_{np} для 341 ядра $A > 200$

		Все A	Четные A	Нечетные A
Δ_{np}^{approx} с Δ_{sh}	$\sqrt{\sigma^2}$ кэВ	121,7	149,4	84,8
	$\langle \sigma \rangle$ кэВ	92,4	119,5	64,9
Δ_{np}^{approx} без Δ_{sh}	$\sqrt{\sigma^2}$ кэВ	123,8	152	86,1
	$\langle \sigma \rangle$ кэВ	94,8	122,3	66,8

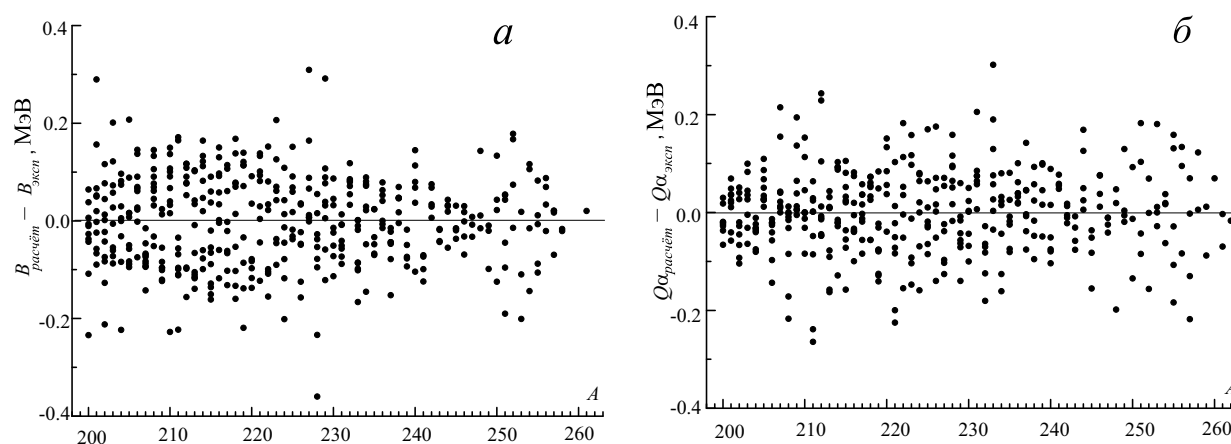


Рис. 2: Разность между расчётными и экспериментальными значениями для ядер $A > 200$: а — энергии связи, (б — энергии α -распада

и $e = 33.9054$, фактор h_{log} равен 0, 0.8937, 0.5720 и 0.9380 для четно-четных, четно-нечетных (четных по Z), нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер соответственно. Как правило, оценки на основе соотношения (8) согласуются с экспериментальными данными по порядку величины.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ТРАНСФЕРМИЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Методика расчетов, изложенная выше, была применена к изотопам трансурановых элементов $Z = 102 - 106$. В данной области получено более 50 изотопов, однако, согласно АМЕ2016 [25], экспериментально значения масс определены только для 17 из них. На рис. 3 показаны результаты расчетов удельной энергии связи $B(N, Z)/A$ для цепочек изотопов $Z = 100 - 106$ в сравнении с экспериментальными значениями и предсказаниями работы [25]. Наши расчеты хорошо согласуются с данными АМЕ2016, что подтверждает удовлетворительную точность метода в данной области атомных ядер.

Полученные энергии связи были использованы для расчета энергии энергий α -распада Q_α . Результаты приведены на рис. 4. Для данной характеристики объем экспериментальной информации больше: в систематике АМЕ2016 приведены данные для 28 изотопов. Следует отметить увеличение расхождения меж-

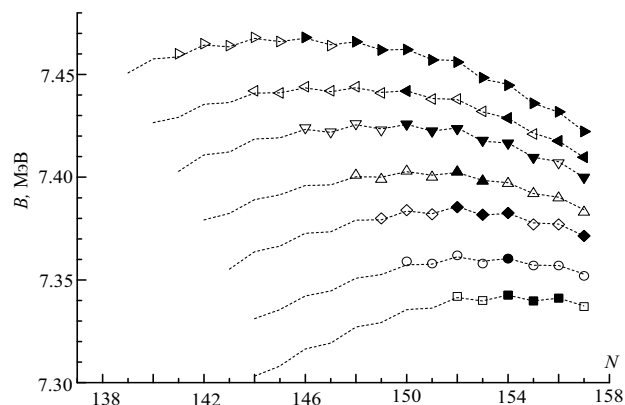
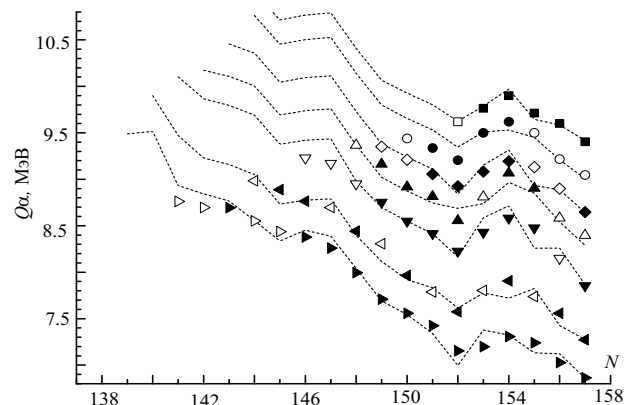
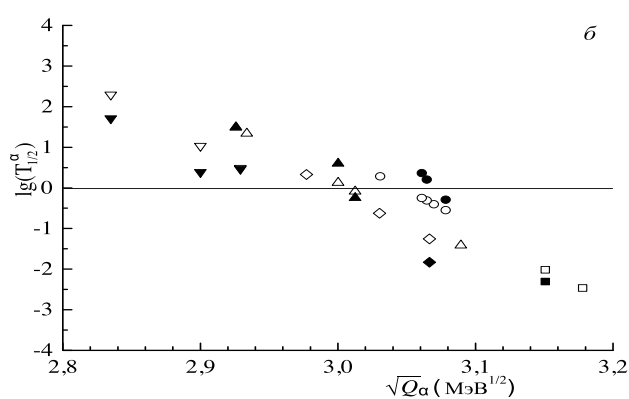
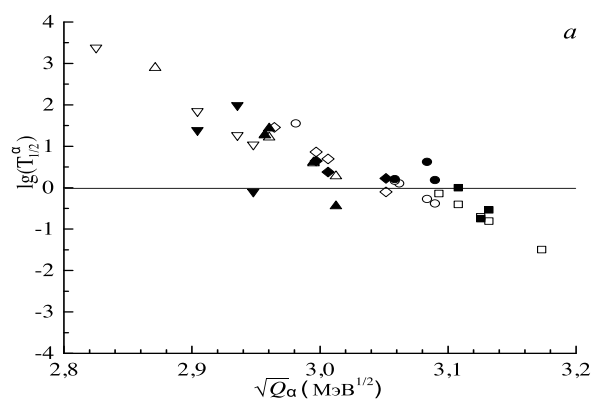
ду рассчитанными величинами и экспериментальными данными, однако качественное поведение зависимости $Q_\alpha(N)$ в цепочках изотопов воспроизводится правильно.

Как упоминалось выше, для оценки периода полураспада было использовано соотношение Виолы-Сиборга, связывающее период полураспада и энергию α -распада. На рис. 5 представлены расчетные зависимости $\lg T_{1/2}^\alpha(\sqrt{Q_\alpha})$ в сравнении с экспериментальными данными [36]. Поскольку расчеты выполнены с использованием соотношения (8), все полученные значения принадлежат гладким кривым, в то время как экспериментальные данные имеют значительные отклонения от данной систематики.

Численные значения энергии α -распада Q_α и периода полураспада $T_{1/2}^\alpha$ для изотопов $Z = 102 - 106$ приведены в табл. IV. Указаны изотопы, для которых на данный момент неизвестно экспериментальное значение массы. Для сравнения в таблице приведены результаты работы [30], в которой данная аппроксимация была использована для расчетов с использованием данных АМЕ2003, и предсказания систематики АМЕ2016 [25]. Также показаны оценки макромикроскопического подхода FRDM [18], охватывающего максимально возможную область на NZ -диаграмме. Из сравнения наших расчетов Q_α с имеющимися экспериментальными данными и оценками других работ видно их хорошее согласие. В случае некоторых изо-

Таблица III: Среднее значения отклонений расчетных и экспериментальных энергий связи и энергий α -распада для 433 ядер $A > 200$

		Все A	Четные A	Нечетные A
B	$\sqrt{\sigma^2}$, кэВ	92.1	91.9	92.3
	$\langle \sigma \rangle$, кэВ	74.3	74.6	74.0
Q_α	$\sqrt{\sigma^2}$, кэВ	83.1	78.3	87.5
	$\langle \sigma \rangle$, кэВ	63.3	60.3	66.2

Рис. 3: Удельная энергия связи $B(N, Z)/A$. Закрашенные маркеры — экспериментальные значения, пустые маркеры — расчетные значения из [25]. Пунктирные линии соответствуют результатам данной работы. Приведены данные для цепочек изотопов с $Z = 100$ ($\triangleright$), 101 ($\triangleleft$), 102 (∇), 103 ($\triangle$), 104 ($\diamond$), 105 ($\circ$) и 106 ($\square$)Рис. 4: Энергия α -распада Q_α . Закрашенные маркеры — экспериментальные значения, пустые маркеры — расчетные значения из [25]. Пунктирные линии соответствуют результатам данной работы. Приведены данные для цепочек изотопов с $Z = 100$ ($\triangleright$), 101 ($\triangleleft$), 102 (∇), 103 ($\triangle$), 104 ($\diamond$), 105 ($\circ$) и 106 ($\square$)Рис. 5: Десятичный логарифм периода полураспада в зависимости от корня из энергии α -распада для N нечетных (а) и четных (б). Закрашенные маркеры — экспериментальные значения. Линии с пустыми маркерами соответствуют результатам данной работы. Приведены данные для цепочек изотопов с $Z = 100$ ($\triangleright$), 101 ($\triangleleft$), 102 (∇), 103 ($\triangle$), 104 ($\diamond$), 105 ($\circ$) и 106 ($\square$)

топов, например $^{257,258}\text{Db}$ и ^{263}Sg , полученные результаты лучше соответствуют экспериментальным данным, чем результаты работы [30]. Использование новых данных AME2016 и изложенной выше методики расчета также позволили несколько улучшить соответствие между расчетными и экспериментальными значениями периода полураспада по α -каналу. В целом

точность данной методики характеризует стандартное отклонение, составляющее на исследуемом массиве ядер: для полученных результатов 0.13 МэВ, для работы [30] — 0.21 МэВ, для модели FRDM [18] — 0.14 МэВ, что говорит об устойчивости предложенного метода.

Таблица IV: Сравнения расчётных значений характеристик α -распада с результатами других работ. Значение шага обозначает количество итераций применений формулы для начального (н) и конечного (к) ядер. Данные AME2016 [25] включают экспериментальные и оцененные (помечены значком #) значения

A	Результаты настоящей работы			Jiang, Fu [30]		FRDM [18]	AME2016 [25]	NND [36]
	Шаг (н,к)	Q_α , МэВ	$T_{1/2}^\alpha$, с	Q_α , МэВ	$T_{1/2}^\alpha$, с	Q_α , МэВ	Q_α , МэВ	$T_{1/2}^\alpha$, с
$Z = 102$ (No)								
242	10, 10	10.46	$2.4 \cdot 10^{-5}$			9.85		
243	9, 9	10.1	$1.3 \cdot 10^{-3}$			9.63		
244	8, 8	9.87	$6.8 \cdot 10^{-4}$			9.54		
245	7, 7	9.8	$8.1 \cdot 10^{-3}$			9.52		
246	6, 6	9.69	$1.9 \cdot 10^{-3}$			9.46		
247	5, 5	9.38	$1.1 \cdot 10^{-1}$			9.34		
248	4, 4	9.42	$1.0 \cdot 10^{-2}$	9.02	$1.4 \cdot 10^{-1}$	9.21	9.23#	
249	3, 3	9.44	$7.4 \cdot 10^{-2}$	8.92	9.2	9.03	9.17#	
250	2, 0	9.05	$1.2 \cdot 10^{-1}$			8.89	8.95#	$0.21 \cdot 10^{-3}$
251	1, 1	8.7	10	8.7	10	8.63	8.75	0.88
258	1, 0	8.15	79			8.21	8.15#	
$Z = 103$ (Lr)								
245	10, 10	10.17	$9.0 \cdot 10^{-4}$			9.92		
246	9, 9	10.11	$3.1 \cdot 10^{-3}$			9.88		
247	8, 8	10	$2.4 \cdot 10^{-3}$			9.88		
248	7, 7	9.69	$3.6 \cdot 10^{-2}$			9.73		
249	6, 6	9.74	$1.2 \cdot 10^{-2}$			9.54		
250	5, 5	9.76	$2.4 \cdot 10^{-2}$			9.36		
251	4, 4	9.37	$1.2 \cdot 10^{-1}$	9.18	$4.1 \cdot 10^{-1}$	9.17	9.37#	
252	3, 3	9.02	2.7	9.1	1.7	8.95	9.16	0.36
253	2, 2	8.87	3.2	8.89	2.9	8.68	8.92	0.58
254	1, 1	8.74	19	8.83	10	8.55	8.82	25.66
256	0, 1	8.83	11			8.81	8.81#	31.19
257	1, 1	8.95	1.9	9.02	1.2	8.83	9.07	4
258	1, 1	8.84	9.3	8.62	48	8.65	8.9	4.32
259	1, 0	8.56	32			8.5	8.58#	7.95
260	1, 1	8.32	$4.4 \cdot 10^2$			8.09	8.40#	225
$Z = 104$ (Rf)								
246	10, 10	10.52	$7.2 \cdot 10^{-5}$			10.39		
247	9, 9	10.46	$8.1 \cdot 10^{-4}$			10.35		
248	8, 8	10.36	$1.8 \cdot 10^{-4}$			10.33		
249	7, 7	10.05	$8.3 \cdot 10^{-3}$			10.18		
250	6, 6	10.09	$8.0 \cdot 10^{-4}$			10.03		
251	5, 5	10.11	$5.6 \cdot 10^{-3}$			9.83		
252	4, 4	9.73	$7.1 \cdot 10^{-3}$			9.61		
253	3, 3	9.38	$4.9 \cdot 10^{-1}$	9.3	$8.3 \cdot 10^{-1}$	9.4	9.35#	$96 \cdot 10^{-6}$
254	2, 2	9.24	$1.6 \cdot 10^{-1}$	9.15	$2.9 \cdot 10^{-1}$	9.13	9.21#	
255	1, 1	9.11	3	9.08	3.7	8.98	9.06	4
259	1, 0	9.06	4.2			9.06	9.13#	2.61
260	1, 0	8.8	3.2			8.88	8.90#	

Продолжение таблицы IV: Сравнения расчётных значений характеристик α -распада с результатами других работ. Значение шага обозначает количество итераций применений формулы для начального (н) и конечного (к) ядер. Данные AME2016 [25] включают экспериментальные и оцененные (помечены значком #) значения

A	Результаты настоящей работы			Jiang, Fu [30]		FRDM [18]	AME2016 [25]	NNDC [36]
	Шаг (н.к)	Q_α , МэВ	$T_{1/2}^\alpha$, с	Q_α , МэВ	$T_{1/2}^\alpha$, с	Q_α , МэВ	Q_α , МэВ	$T_{1/2}^\alpha$, с
Z = 105 (Db)								
249	10, 10	10.76	$1.5 \cdot 10^{-4}$			10.68		
250	9, 9	10.45	$1.9 \cdot 10^{-3}$			10.51		
251	8, 8	10.5	$6.1 \cdot 10^{-4}$			10.31		
252	7, 7	10.53	$1.2 \cdot 10^{-3}$			10.08		
253	6, 6	10.14	$4.7 \cdot 10^{-3}$			9.89		
254	5, 5	9.8	$8.6 \cdot 10^{-2}$			9.7		
255	4, 4	9.66	$9.0 \cdot 10^{-2}$	9.81	$3.5 \cdot 10^{-2}$	9.4	9.44#	2
256	3, 3	9.53	$4.6 \cdot 10^{-1}$	9.76	$1.1 \cdot 10^{-1}$	9.29	9.34	2.29
257	2, 2	9.35	$6.6 \cdot 10^{-1}$	9.51	$2.3 \cdot 10^{-1}$	9.27	9.21	2.45
258	1, 1	9.51	$5.3 \cdot 10^{-1}$	9.45	$7.7 \cdot 10^{-1}$	9.51	9.5	6.46
260	1, 0	9.37	1.3	9.14	5.9	9.34	9.50#	1.68
261	1, 1	9.19	1.9	9.05	4.8	9.21	9.22#	2.2
262	1, 1	9.03	13	9.14	6.3	8.85	9.05#	52.24
Z = 106 (Sg)								
250	10, 10	11.02	$2.0 \cdot 10^{-5}$			11.01		
251	9, 9	10.71	$8.2 \cdot 10^{-4}$			10.82		
252	8, 8	10.77	$7.8 \cdot 10^{-5}$			10.61		
253	7, 7	10.79	$5.4 \cdot 10^{-4}$			10.39		
254	6, 6	10.41	$5.6 \cdot 10^{-4}$			10.15		
255	5, 5	10.07	$3.2 \cdot 10^{-2}$			9.99		
256	4, 4	9.93	$9.6 \cdot 10^{-3}$	10.28	$1.2 \cdot 10^{-3}$	9.69		
257	3, 3	9.8	$1.6 \cdot 10^{-1}$	10.15	$2.0 \cdot 10^{-2}$	9.54		
258	2, 2	9.62	$6.3 \cdot 10^{-2}$	9.74	$3.0 \cdot 10^{-2}$	9.57	9.62#	
259	1, 1	9.79	$1.8 \cdot 10^{-1}$	9.79	$1.7 \cdot 10^{-1}$	9.8	9.77	0.302
263	1, 1	9.45	1.6	9.75	$2.2 \cdot 10^{-1}$	9.19	9.4	1.43

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа посвящена проверке устойчивости и точности одного из методов предсказания масс атомных ядер — метода локальных массовых соотношений. С использованием аппроксимации массовых соотношений для остаточного np -взаимодействия были рассчитаны энергии связи в области тяжелых ядер $A > 200$. Сравнение с экспериментальными данными показало, что средне-квадратичное отклонение составляет около 0.15 МэВ, что превышает точность большинства существующих методов оценки масс атомных ядер.

Полученные значения энергий связи были использованы для оценки характеристик α -распада трансурановых элементов $Z = 102 - 106$. Включение в рассмотрение данных систематики AME2016 позволило улучшить соответствие между оценкой энергий α -распада и имеющимися данными. Вариативность использования массового соотношения (7) позволяет существенно расширить область рассматриваемых ядер и сделать

предсказания для изотопов вдали от экспериментально доступной на данный момент области ядер. Результаты предсказаний Q_α находятся в хорошем соответствии с оценками макро-микроскопического подхода FRDM [18]. С использованием соотношения Виолы-Сиборга для всех рассмотренных изотопов были сделаны оценки периода полураспада по α -каналу.

Следует отметить, что точность и устойчивость метода локальных массовых соотношений делает его важным инструментом для предсказания распадных свойств сверхтяжелых ядер. Использование только соотношения (1) накладывает ограничения на охват исследуемой области, поскольку требует наличия известных энергий связи у трех соседних изотопов. Объем экспериментальных данных в настоящее время таков, что для продвижения в область ядер $Z > 106$ соотношения (1) недостаточно и необходимо дополнительное использование других массовых соотношений.

- [1] Hofmann S., Heßberger F.P., Ackermann D. et al. *Nucl. Phys. A*. 2004. **734**. P. 93.
[2] Münzenberg G. *Nucl. Phys. A* 2015. **944**. P. 5.
[3] Ackermann D. *Nucl. Phys. A*. 2007. **787**. P. 353.
[4] Oganessian Yu. Ts. et al. *Phys. Rev.* 2004. **C 69**. 021601(R); *Phys. Rev. C*. 2004. **69**. 029902.
[5] Oganessian Yu. Ts. et al. *Phys. Rev.* 2004. **C 70**. 064609.
[6] Oganessian Yu. Ts. et al. *Phys. Rev.* 2005. **C 72**. 034611.
[7] Oganessian Yu. Ts. et al. *Phys. Rev.* 2006. **C 74**. 044602.
[8] Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K. *Nucl. Phys. A*. 2015. **944**. P. 62.
[9] Morita K., Morimoto K.K., Kaji D. et al. *Phys. Soc. Jpn.* 2004. **73**. P. 2593.
[10] Morita K., Morimoto K.K., Kaji D. et al. *Nucl. Phys. A*. 2004. **734**. P. 101.
[11] Morita K. *Nucl. Phys. A*. 2015. **944**. P. 30.
[12] Sobiczewski A., Gareev F.A., Kalinkin B.N. *Phys. Lett.* 1966. **22**. P. 500.
[13] Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V.K. *Rep. Prog. Phys.* 2015. **78**. 036301.
[14] Hamilton J.H., Hofmann S., Oganessian Y.T. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2013. **63**. P. 383.
[15] Hofmann H., Münzenberg G. *Rev. Mod. Phys.* 2000. **72**. P. 733.
[16] Ишханов Б.С., Третьякова Т.Ю. *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2017. № 3, С. 3. (Ishkhanov B.S., Tretyakova T.Y. *Mosc. Univ. Phys. Bull.* 2017. **72**, N 3. P. 203.)
[17] Lunney D., Pearson J.M., Thibault C. *Rev. of Mod. Phys.* 2003. **75**. P. 1021.
[18] Möller P., Sierk A.J., Ichikawa T., Sagawa H. *At. Data and Nucl. Data Tabl.* 2016. **109–110**, P. 1.
[19] Goriely S., Tondeur F., Pearson J. *At. Data and Nucl. Data Tabl.* 2001. **77**. P. 311.
[20] Goriely S., Chamel N., Pearson J. *Phys. Rev.* 2010. **C 82**. 035804.
[21] Dong T.K., Ren Z.Z. *Phys. Rev.* 2005. **C 72**. 064331.
[22] Liu M., Wang N., Deng Y., Wu X. *Phys. Rev.* 2011. **C 84**. 014333.
[23] Audi G., Wapstra A.H. *Nucl. Phys. A*. 1993. **565**. 1.
[24] Audi G., Wapstra A.H., Thibault C. *Nucl. Phys. A*. 2003. **729**. P. 337.
[25] Audi G., Kondev F.G., Meng Wang, Huang W.J., Naimi S. *Chin. Phys.* 2017. **C 41**. 030001.
[26] Garvey G.T., Kelson I. *Phys. Rev. Lett.* 1966. **16**. P. 197.
[27] Jänecke J., Berens H. *Phys. Rev.* 1974. **C 9**. P. 1276.
[28] Jänecke J., Masson P.J. *At. Data and Nucl. Data Tabl.* 1988. **39**. P. 265.
[29] Fu G.J., Lei Y., Jiang H. et al. *Phys. Rev.* 2011. **C 84**. 034311.
[30] Jiang H., Fu G.J., Sun B. et al. *Phys. Rev.* 2012. **C 85**. 054303.
[31] Сидоров С.В., Ишханов Б.С., Третьякова Т.Ю. *Изв. РАН. Сер. физич.* 2018. Т. 82, № 6. С. 680-686. (Ishkhanov B.S., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu. *Bull. of the RAS: Physics*. 2018. **82**, № 6. P. 601.)
[32] Ishkhanov B.S., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu., Vladimirova E.V. *Chinese Phys.* 2019. **C 43**. 014104.
[33] Kravtsov V.A. *Sov. Phys. JETP*. 1959. 36(9). P. 871.
[34] Viola V.E., Seaborg G.T. *J. Inorg and Nucl. Chem.* 1966. **28**. 741.
[35] Dong T.K., Ren Z.Z. *Eur. Phys. J. A*. 2005. **26**. P. 69.
[36] The National Nuclear Data Center (NNDC), <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>

Calculation of α -decay characteristics of superheavy nuclei based on mass relations

E. V. Vladimirova¹, B. S. Ishkhanov^{1,2}, M. V. Simonov¹, T. Yu. Tretyakova^{2,a}

¹Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

E-mail: ^atretyakova@sinp.msu.ru

In order to study the stability of the method of local mass ratios in the field of superheavy elements, based on the formula for estimating the residual np -interaction, the binding energies of the nuclei $A > 200$ are calculated. Comparison with experimental data AME2016 shows high accuracy and stability of the method. The characteristics of α -decay are predicted for $Z = 102 - 106$ and $N = 144 - 157$ isotopes.

PACS: 21.10.Dr, 21.30.Fe, 29.87.+g.

Keywords: the mass of a nucleus, superheavy elements, local mass relations, α -decay.

Received 20 March 2019.

Сведения об авторах

1. Владимиров Елен Витальевна — аспирант; тел.: (495) 939-56-36, e-mail: vladimirova.elena@physics.msu.ru.
2. Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой общей ядерной физики; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
3. Симонов Макар Валерьевич — студент; тел.: (495) 939-5636, e-mail: simonov.mv16@physics.msu.ru.
4. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-56-36, e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru.