

С 341.

М-898

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

7 - 4451

Ю.А.Музычка

СТАБИЛЬНОСТЬ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Специальность Г-055 - физика атомного ядра
и космические лучи

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник
Струтинский В.М.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник
Усачев Л.Н.

кандидат физико-математических наук

Бабилов В.В.

Ведущее предприятие: Ордена Ленина Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе.

Автореферат разослан " " 1969 г.

Защита диссертации состоится " " 1969 года
на заседании Объединенного Ученого Совета ЛЯР и ЛНФ ОИЯИ,
Дубна, Московской области, ОИЯИ, конференц-зал ЛЯР.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Ю.Т. Чубурков

1969 года.

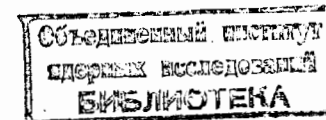
6105 89

Ю.А.Музыка

СТАБИЛЬНОСТЬ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Специальность Г-055 - физика атомного ядра
и космические лучи

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук



Проблема стабильности сверхтяжелых элементов сводится к вопросу о времени жизни ядер относительно трех видов распада: спонтанного деления, α -распада и β -распада.

Бета-распад является медленным процессом и поэтому при нынешнем уровне развития экспериментальных методов не может служить непреодолимым препятствием для успешного синтеза сверхтяжелых ядер. К тому же долина β -стабильности не может оборваться ни при каком значении Z .

В отношении двух других видов распада такие простые качественные заключения, основанные на общих соображениях, сделать нельзя и поэтому целью работ, лежащих в основе диссертации, явилось исследование стабильности сверхтяжелых ядер относительно деления и α -распада. При этом в первую очередь необходимо было ответить на вопрос о стабильности сверхтяжелых ядер относительно спонтанного деления, т.к. все имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные говорят о том, что величина $T_{s.d.}$ чрезвычайно быстро убывает с ростом Z .

И в случае спонтанного деления, и в случае α -распада решение вопроса о времени жизни упирается в задачу о достаточно точном расчете масс соответствующих ядер. Для спонтанного деления необходимо знать, как изменяется масса ядра при его деформации. В случае α -распада нужно знать величины масс ядер при равновесных деформациях.

В настоящее время единственным методом расчета масс ядер, позволяющим в принципе получать достаточно точные результаты, является использование полуэмпирической (капельной)

формулы для масс ядер с оболочечной поправкой, получаемой по методу Струтинского ^{/1,2/}. Этот метод и был использован для расчетов барьеров деления и масс ядер.

Диссертация состоит из четырех глав.

В первой главе излагается метод Струтинского, согласно которому оболочечная поправка к капельной массе ядра при данной деформации состоит из протонной и нейтронной частей и каждая из них рассчитывается с помощью соответствующей схемы одночастичных уровней.

Вторая глава посвящена изложению метода расчета одночастичных уровней потенциала Вудса-Саксона.

В случае сферического потенциала одночастичные уровни находились в результате численного интегрирования уравнения Шредингера с потенциалом, состоящим из трех частей:

1) ядерный потенциал

$$V(r) = - \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-r_0}{a}}}$$

2) спин-орбитальный

$$V_{\text{с.о.}} = \lambda \frac{\lambda_0}{2} \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-r_0}{a}\right)} \right] (\vec{s} \cdot \vec{l}),$$

3) кулоновский

$$V_k = (Z-1) \frac{e^2}{r} \zeta(r),$$

где для протонов

$$\zeta(r) = \begin{cases} \frac{3}{2} \frac{r}{R} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R}\right)^3 & r \leq R \\ 1 & r \geq R \end{cases}$$

для нейтронов

$$\zeta(r) = 0.$$

Уровни для деформированного потенциала были получены в первом порядке теории возмущений. В расчетах использовались параметры потенциала Вудса-Саксона, предложенные Рос-

том ^{/3/}, Немировским и Чепурновым ^{/4/}, Блумквистом и Вальборном ^{/5/}. Значения параметров для ядра 114^{298} приведены в таблице 1.

Кроме того для расчета оболочечных поправок использовалась схема Нильссона с параметрами μ и κ , равными: для протонов $\mu = 0,70$; $\kappa = 0,0517$; для нейтронов $\mu = 0,23$; $\kappa = 0,0633$.

Расчеты оболочечных поправок показали, что магическим числом протонов в схеме одночастичных уровней потенциала Вудса-Саксона с параметрами Роста является $Z = 120$, во всех остальных случаях $Z_{\text{маг}} = 114$. Магическим числом нейтронов для всех рассмотренных схем одночастичных уровней является $N = 184$.

Третья глава посвящена стабильности сверхтяжелых ядер относительно спонтанного деления.

При расчете барьеров деления капельная энергия деформации находилась по формуле

$$W_k = \sigma A^{2/3} \left[\frac{2}{5} (1-x) a^2 - 0,0381(1+2x)a^3 \right],$$

где $x = Z^2/A / (\frac{Z^2}{A})_{\text{крит.}}$. В соответствии с имеющимися экспериментальными данными $(\frac{Z^2}{A})_{\text{крит.}}$ бралось равным 45.

Оболочечные эффекты оказывают существенное влияние на барьеры деления всех ядер. Благодаря им пороги убывают с ростом $\frac{Z^2}{A}$ значительно медленнее, чем это предсказывается капельной моделью. Для ядер за Fm капельный барьер практически отсутствует и их стабильность относительно деления целиком обусловлена оболочечными эффектами ^{/6/}.

В сверхтяжелых ядрах оболочечные эффекты в энергии деформации играют особенно важную роль. Расчеты показывают, что существует достаточно обширная область сферических сверхтяжелых ядер, обладающих дополнительной энергией связи в основном состоянии и отличным от нуля барьером деления ^{/6,7/}.

Таблица 1

	Протоны					Нейтроны				
	a	r_0	λ	V_0	$r_{a,0}$	a	r_0	λ	V_0	$r_{a,0}$
1. Рост	0,7	1,275	17,8	60,5	0,932	0,7	1,947	31,5	40,6	1,28
2. Немировский и Чепурнов	0,681	1,24	35	61,2	1,24	0,691	1,24	35	45,4	1,24
3. Блумквист и Вальборн	0,67	1,279	32	58,6	1,279	0,67	1,279	32	45	1,279

Так как результат расчета оболочечных поправок зависит от используемой схемы одночастичных уровней, то и получающиеся значения высоты барьера деления для рассматриваемых ядер весьма существенно зависят от параметров одночастичного потенциала ^{/8/}. В таблице 2 представлены значения высоты барьера деления для некоторых ядер, полученные с различными схемами одночастичных уровней.

Таблица 2

Схема уровней	Ядро								
	114 ²⁸⁸	114 ²⁹⁸	118 ²⁹⁴	120 ²⁹⁸	122 ³⁰²	124 ³⁰⁴	124 ³⁰⁶	124 ³⁰⁶	126 ³¹⁰
1. Рост	4	10	8	10	12	12	13	14	13
2. Немировский и Чепурнов	8	12	9	9	8,5	7	8	9	8
3. Блумквист и Вальборн	4	10	6,5	7	7,5	7	7,5	8	7
4. Нильссон	4,5	10	5,5	6	7	6	7	8	7

Столь сильная зависимость результатов расчета барьеров деления сверхтяжелых ядер от параметров одночастичного потенциала не позволяет в настоящее время получать надежные однозначные оценки периодов спонтанного деления для этих ядер. Однако результаты расчетов показывают, что сам факт существования области сверхтяжелых ядер, обладающих повышенной стабильностью относительно спонтанного деления, не вызывает сомнения.

На рис. 1 изображены границы области сверхтяжелых ядер, имеющих барьер деления больше 5 мэв, полученные с различными схемами одночастичных уровней ^{/9/}. "Центром" области, т.е. ядром, обладающим наибольшим барьером деления в случае использования схем уровней Нильссона и Немировского и Чепурнова, является ядро 114²⁸⁸, а в случае схемы Рос-та - ядра 120²⁹⁸ и 122³⁰⁶. По мере удаления от центра области (как по Z, так и по N) барьер деления монотонно уменьшается.

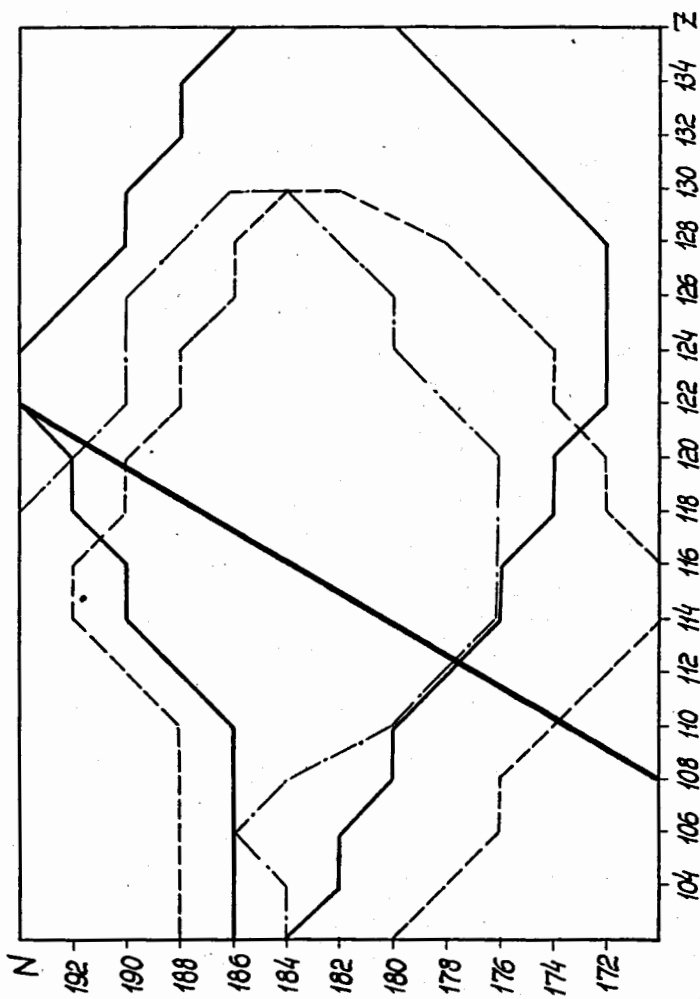


Рис.1. Границы области сверхтяжелых четно-четных ядер, имеющих барьер деления больше 5 мэв. Сплошная линия получена с помощью схемы Роста, штриховая - схемы Немировского и Чепурнова, штрих-пунктирная - схемы Нильссона. Жирная линия - долина β -стабильности.

В четвертой главе рассматривается стабильность сверхтяжелых ядер относительно α -распада /10/.

Периоды полураспада оценивались с помощью полуэмпирической формулы /11/:

$$\lg T_{1/2}^{\alpha} \text{ (сек)} = (2,11329 Z - 48,9879) Q_{\alpha}^{-1/2} - (0,39 Z + 16,9543).$$

Величина энергии α -распада Q_{α} находилась из результатов расчета масс сверхтяжелых ядер. Так как масса ядра равна сумме капельного значения массы M_k и оболочечной поправки к ней δM , то и энергия α -распада Q_{α} , определяемая разностью масс двух ядер, отличающихся по Z и N на две единицы, также равна сумме капельной энергии α -распада Q_k и оболочечной поправки к ней δQ .

Для расчета капельной энергии α -распада Q_k был использован вариант полуэмпирической массовой формулы, предложенный Майерсом и Святецким /12/:

$$M_k(Z,N) = M_n N + M_p Z - a_1 \left[1 - k \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] A + a_2 \left[1 - k \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3} + C_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + C_4 \frac{Z^2}{A} - \frac{11}{A^{1/2}}$$

Входящие в эту формулу параметры имели следующие значения /13/: $a_1 = 15,494$ мэв, $a_2 = 17,944$ мэв, $k = 1,7826$, $C_3 = 0,7053$.

Величина капельной энергии α -распада Q_k практически линейно растет с ростом Z (при постоянном N), причем уже для $Z = 116$ $Q_k > 10$ мэв, что соответствует временам жизни, меньшим 0,1 сек.

Результаты расчета оболочечных поправок δQ и, следовательно, энергий α -распада Q_{α} и периодов полураспада $T_{1/2}$ существенно изменяются при переходе от одной схемы одночастичных уровней к другой. На рис. 2 изображены значения десятичного логарифма периода α -распада, выраженного

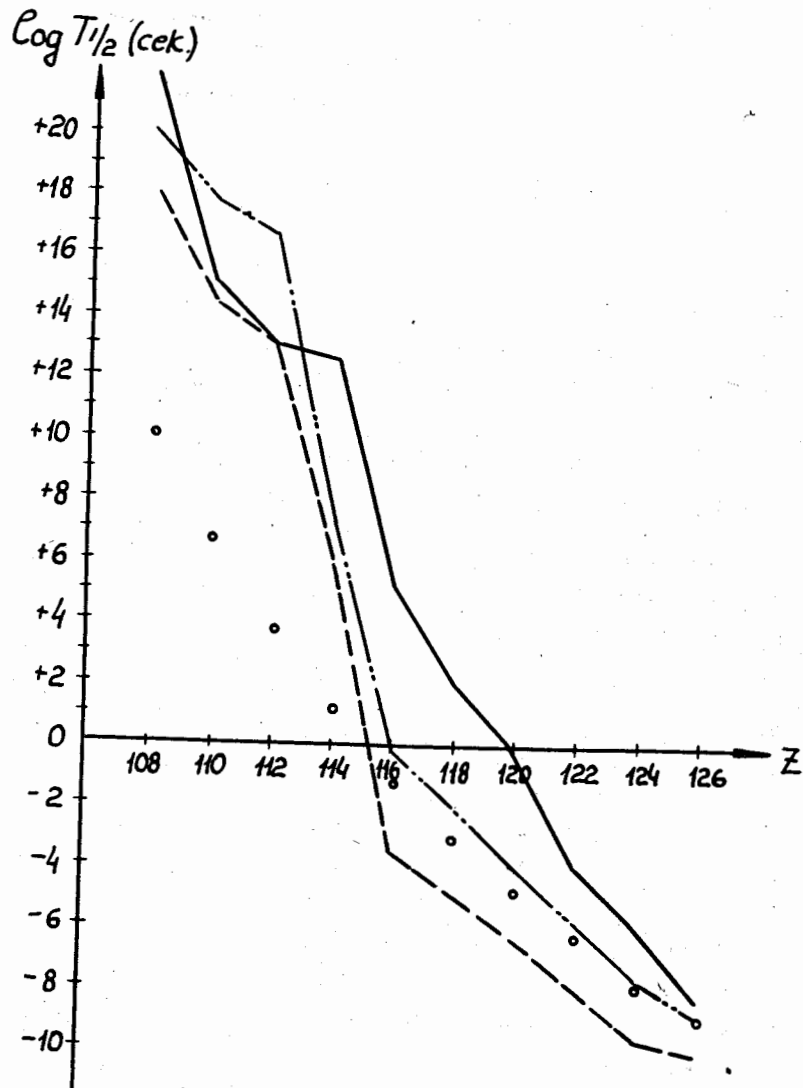


Рис.2. Значения $\log T_{1/2}^{\alpha}$ (сек) для ядер с 184 нейтронами. Сплошная линия получена со схемой Роста, штриховая - схемой Немировского и Чепурнова, штрих-пунктирная - схемой Нильссона. Точками изображены значения $\log T_{1/2}^{\alpha}$, соответствующие энергии α -распада, равной капельной энергии Q_{α} .

в сек для ядер, содержащих 184 нейтрона. Эти данные показывают, что для некоторых ядер значения периодов полураспада, получаемые с разными схемами уровней, отличаются на 6-8 порядков. Особенно резко выделяются результаты, полученные со схемой Роста для ядер с $Z \geq 114$. Значения $\log T_{1/2}^{\alpha}$, полученные с этой схемой уровней, оказываются существенно больше, чем в двух других случаях. Связано это с тем, что в протонной схеме Роста магическим числом является $Z = 120$.

Существуют ли какие-либо соображения, позволяющие отдать предпочтение одной из рассмотренных схем одночастичных уровней?

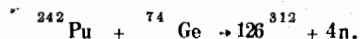
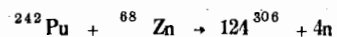
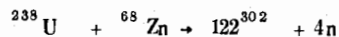
Очевидно, ни один из наборов параметров одночастичного потенциала не совпадает с "истинным" набором для области сверхтяжелых ядер. Однако существует одно обстоятельство, позволяющее считать, что параметры Роста являются более правдоподобными. Из данных, полученных при изучении реакции $^{208}\text{Pb}(\alpha, t)^{209}\text{Bi}$, установлено /14/, что для ядра ^{209}Bi спинорбитальное расщепление $2f7/2 - 2f5/2$ равно 1,9 мэв. Для области сверхтяжелых ядер эта величина должна быть меньше. И в протонной схеме Роста для ядра ^{114}Bi промежуток $2f7/2 - 2f5/2$ действительно равен 1,6 мэв. В остальных случаях он больше 2 мэв.

Таблица 3
Значения $\log T_{1/2}^{\alpha}$ (сек), полученные со схемой Роста

N	Z	108	110	112	114	116	118	120	122	124	126
178	12	8	6,6	5,6	1	-1,7	-3,7	-6,8	-8,4	-10,5	
180	14,1	9,5	7,9	7,7	1,8	-1,2	-2,9	-6,2	-7,8	-10	
182	17,4	12,1	10,3	10	3,2	0	-1,8	-5,5	-6,9	-9,2	
184	22,0	15,1	13	12,7	5,1	2	0	-4	-5,8	-8,2	

В таблице 3 приведены значения $\log T_{1/2}^{\alpha}$ для ряда сверхтяжелых ядер, полученные со схемой Роста. Из этих данных видно, что время жизни ядер с $Z > 114$ будет определяться α -распадом, который весьма существенно сокращает размеры области сверхтяжелых ядер со стороны больших значений Z . Столь быстрое уменьшение периодов полураспада с ростом Z вызвано быстрым ростом величины капельной энергии α -распада Q_{α} . На рис. 3 точками изображены значения $\log T_{1/2}^{\alpha}$, соответствующие энергии α -распада $Q_{\alpha} = Q_k$.

Сопоставление полученных значений периодов α -распада и барьеров деления сверхтяжелых ядер позволяет сделать вывод, что проникновение в область сверхтяжелых ядер может быть осуществлено с помощью реакций, в которых синтезируются ядра с $Z = 120-126$ и N , близкими к 184. Например:



Ядра, получающиеся в этих реакциях, имеют малое время жизни относительно α -распада. Однако при испускании α -частиц значения $T_{1/2}^{\alpha}$ быстро возрастают, причем даже после испускания двух-трех α -частиц ядра все еще будут обладать достаточно большим барьером деления.

Основные результаты и выводы состоят в следующем:

1. Учет влияния оболочечных эффектов на энергию деформации ядра позволил сделать вывод о существовании области сверхтяжелых ядер с достаточно большими барьерами деления.

2. Определены границы области ядер, имеющих барьер деления больше 5 мэв.

3. Оценены периоды α -распада для ряда сверхтяжелых ядер. Показано, что время жизни ядер с $Z > 114$ будет определяться α -распадом.

4. Исследована зависимость результатов расчета масс и барьеров деления от параметров одночастичного потенциала.

5. Установлено, что магическим числом протонов в схеме уровней потенциала Вудса-Саксона с параметрами Роста является $Z = 120$. В остальных рассмотренных случаях $Z_{\text{маг.}} = 114$. Магическим числом нейтронов является $N = 184$.

6. Показано, что проникновение в область сверхтяжелых ядер может быть осуществлено с помощью реакций, в которых будут синтезироваться ядра с $Z = 120-126$ и N , близкими к 184.

Диссертация написана по материалам работ /6-10/. Результаты отдельных работ докладывались на международной конференции по физике тяжелых ионов (Дубна, 1966) и на международном симпозиуме по структуре ядра (Дубна, 1968).

Л и т е р а т у р а

1. В.М. Струтинский. ЯФ, 3, 614 (1966).
2. V.M.Strutinsky. Nucl. Phys., A95, 420 (1967).
3. E.Rost. Phys. Letters, 26B, 184 (1968).
4. В.А. Чепурнов. ЯФ, 6, 955 (1967).
5. J.Blomqvist, S.Wahlborn. Arkiv för Fysik 16, 545 (1960).
6. В.М. Струтинский, Ю.А. Музычка. Доклад на международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, октябрь 1966. Труды конференции, вып. 2.
7. Ю.А. Музычка, В.В. Пашкевич, В.М. Струтинский. ЯФ, 8, 716 (1968).
8. Ю.А.Музычка. Phys. Letters 28B, 539 (1969).
9. Ю.А. Музычка. Препринт ОИЯИ P7-4133, Дубна, 1968.
10. Ю.А. Музычка. Препринт ОИЯИ P7-4435, Дубна, 1969.
11. V.E.Viola, G.T.Seaborg, J. Inorg. Nucl. Chem., 28, 741(1966).
12. W.D.Mayers, W.J.Swiatecki. Nucl. Phys., 81, 1 (1966).

13. W.D.Myers, W.J.Swiatecki, Arkiv för Fysik, 36, 593 (1967).
14. J.S.Lilley, N.Stein, Phys. Rev. Lett., 19, 709 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 апреля 1969 года.