

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5434/82

P4-82-610

15/11-82

С.Цвек, В.В.Пашкевич, Е.Дудек,\* В.Назаревич\*\*

БАРЬЕРЫ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР  
ТРАНСФЕРМИЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Направлено в журнал "Nuclear Physics"

---

\* Институт теоретической физики Варшавского университета.

\*\*Институт физики технического университета, Варшава.

1982

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широко ведутся поиски предсказанных теоретически сверхтяжелых элементов и синтезируются новые все более тяжелые элементы, замыкающие периодическую таблицу Менделеева<sup>/1-4/</sup>. В связи с этим уточнение теоретических предсказаний барьеров деления ядер с  $Z = 100-110$  представляет определенный интерес.

В последние годы методом Струтинского<sup>/5,6/</sup> были проведены многочисленные расчеты барьеров деления /см. обзоры<sup>/7-12/</sup> и последние результаты в работах<sup>/13-19/</sup>. Почти во всех упомянутых работах отмечается, что если ограничиться рассмотрением только аксиально-симметричных форм, то теоретические барьеры деления изотопов таких тяжелых элементов, как Cm, Cf и Fm, называются завышенными. Расчеты с учетом неаксиальных вариаций формы ядра приводят к результатам, значительно лучше согласующимся с экспериментальными данными<sup>/13,17,19-22/</sup>. До сих пор в расчетах подобного рода в качестве среднего поля в основном использовался модифицированный осцилляторный потенциал /модель Нильссона/<sup>/13-16,19-21/</sup>.

Первые расчеты с реалистическим потенциалом Вудса-Саксона<sup>/22/</sup> подтвердили сделанные ранее выводы<sup>/20,21/</sup> о том, что в актиниде ядро на первом из двух барьеров деления теряет аксиальную симметрию, причем понижение барьера увеличивается с ростом массового числа. Детальные расчеты с реалистическим потенциалом с учетом вариации толщин шейки проведены в работе<sup>/17/</sup>, в которой исследовались ядра с  $90 \leq Z \leq 104$ . При этом во всех вычислениях были использованы одночастичные уровни  $^{240}\text{Pu}$ . В качестве барьера деления принималось максимальное превышение энергии деформации над энергией основного состояния вдоль динамической делительной траектории<sup>/12/</sup>. Получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных о величине первого барьера деления. Экспериментальное подтверждение неаксиальности формы ядра на первом барьере деления обсуждается в обзоре<sup>/23/</sup>.

В данной работе представлены результаты расчетов первого барьера деления ядер с  $100 \leq Z \leq 110$ , проведенных с использованием потенциала Вудса-Саксона<sup>/24-27/</sup> и с учетом неаксиальных вариаций формы ядра. В таких тяжелых ядрах второй барьер деления расположен ниже первого и в проведенных статических расчетах область вблизи второго барьера является несущественной. Детали определения потенциала и выбор параметров подробно описаны в ра-

боте<sup>/27/</sup> и кратко обсуждаются в разделе 2. Основные результаты приведены в разд.3 и обсуждаются в разд.4.

## 2. МЕТОД РАСЧЕТА ЭНЕРГИИ ДЕФОРМАЦИИ

Так как вычисление энергии деформации ядра по методу Струтинского<sup>/5,6/</sup> многократно описывалось в цитированных работах, то здесь уместно ограничиться только кратким изложением.

Разбивая, как обычно, энергию деформации ядра на две компоненты

$$E(\hat{\beta}) = E_{LD}(\hat{\beta}) + \delta E(\hat{\beta}), \quad /1/$$

будем вычислять гладко зависящую от числа частиц и деформации часть  $E_{LD}(\hat{\beta})$  в модели малой капли<sup>/28-30/</sup>

$$E_{LD}(\hat{\beta}) = E_s^{sph} [(B_s(\hat{\beta})-1) + 2x(B_c(\hat{\beta})-1)], \quad /2/$$

где  $B_s$  и  $B_c$  - площадь поверхности ядра и его кулоновская энергия, нормированные так, что при сферической форме они обращаются в единицу,

$$E_s^{sph} = 17,9439 [1 - k \left(\frac{N-Z}{A}\right)^2] A^{2/3} \text{ МэВ}, \quad /3/$$

$$x = (Z^2/A) / [50,88(1 - k \left(\frac{N-Z}{A}\right)^2)], \quad /4/$$

$$k = 1,7826. \quad /5/$$

Здесь через  $\hat{\beta}$  обозначен набор параметров, характеризующих форму ядерной поверхности. Последняя определяется как эквипотенциальная поверхность, на которой среднее поле ядра достигает половины своего минимального значения в центре ядра. Для описания поверхности ядра при умеренных деформациях можно использовать мультипольное разложение

$$R(\Omega) = c(\hat{\beta}) R_0 [1 + \sum_{L=2}^4 \sum_M \beta_{LM} Y_{LM}^*(\Omega)], \quad /6/$$

где подразумевается, что  $\beta_{LM}^* = (-1)^M \beta_{L-M}$ ,  $\Omega$  - полярные углы  $(\phi, \theta)$ , функция  $c(\hat{\beta})$  обеспечивает выполнение условия сохранения объема при изменении формы ядра,  $R_0 = r_0 A^{1/3}$  - радиус сферического ядра. Можно выбрать систему координат, связанную с ядром, так, что

$$\beta_{2\pm 1} = 0, \quad \beta_{22} = \beta_{2-2}. \quad /7/$$

и ввести параметры  $\beta$  и  $\gamma$ <sup>/81/</sup>

$$\beta_{20} = \beta \cos \gamma,$$

$$\beta_{22} = \beta_{2-2} = \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma. \quad /8/$$

Введенная параметризация квадрупольной степени свободы обладает тем свойством, что поверхность ядра аксиально симметрична при  $\gamma = k\frac{\pi}{3}$  /  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ /. Желая сохранить это свойство также и при учете гексадекапольной степени свободы, представим, используя теорему Кейли-Гамильтона, сферический тензор четвертого ранга  $\beta_{4M}$  в виде линейной комбинации трех независимых тензоров  $\beta_{4M}^{(i)}$  /  $i = 2, 3, 4$ /, построенных из двух независимых тензоров второго ранга  $\beta_{2M}$  и  $\sigma_{2M}$ <sup>/32/</sup>.

$$\beta_{4M} = \beta_4^{(2)} \beta_{4M}^{(2)} + \beta_4^{(3)} \beta_{4M}^{(3)} + \beta_4^{(4)} \beta_{4M}^{(4)}, \quad /9/$$

где

$$\beta_{4M}^{(2)} = \frac{\sqrt{5 \cdot 14}}{6} [\beta_2 \times \beta_2]_{4M} / \zeta_2, \quad /10/$$

$$\beta_{4M}^{(3)} = \frac{\sqrt{5 \cdot 14}}{6} [\beta_2 \times \sigma_2]_{4M} / \sqrt{\zeta_2^2}, \quad /11/$$

$$\beta_{4M}^{(4)} = \frac{\sqrt{5 \cdot 14}}{6} [\sigma_2 \times \sigma_2]_{4M} / \zeta_2^2, \quad /12/$$

а вспомогательный тензор  $\sigma_{2M}$  и скаляр  $\zeta_2$  имеют следующий вид:

$$\sigma_{2M} = -\sqrt{\frac{7}{2}} [\beta_2 \times \beta_2]_{2M}, \quad /13/$$

$$\zeta_2 = \sqrt{5} [\beta_2 \times \beta_2]_0. \quad /14/$$

Подставляя /13-14/ в /10-12/, получим выражение для составляющих тензора гексадекапольной деформации в явном виде

$$\beta_{40} = \frac{1}{6} [\beta_4^{(2)} (5 \cos^2 \gamma + 1) + \beta_4^{(3)} 2(7 \cos^2 \gamma - 4) \cos \gamma + \beta_4^{(4)} (5 \cos^2 (2\gamma) + 1)], \quad /15/$$

$$\beta_{42} = \beta_{4-2} = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{15}{2}} [\beta_4^{(2)} \sin 2\gamma - \beta_4^{(3)} \sin \gamma - \beta_4^{(4)} \sin 4\gamma], \quad /16/$$

$$\beta_{44} = \beta_{4-4} = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{35}{2}} [\beta_4^{(2)} \sin^2 \gamma - \beta_4^{(3)} \sin 2\gamma \sin \gamma + \beta_4^{(4)} \sin^2 2\gamma], \quad /17/$$

$$\beta_{4\pm 1} = \beta_{4\pm 3} = 0. \quad /18/$$

Более общая параметризация гексадекапольной степени свободы недавно была проделана в работе<sup>/88/</sup>. В практических расчетах параметр гексадекапольной деформации  $\beta_4$  отождествим с коэффициентом  $\beta^{(2)}$ , приравнивая нулю в выражении /9/ коэффициенты  $\beta^{(3)}$  и  $\beta^{(4)}$ . Таким образом, три величины  $\beta \equiv (\beta_2, \gamma, \beta_4)$  составляют набор независимо варьируемых в расчетах параметров деформации.

Оболочечная поправка  $\delta E(\beta)$  в формуле /1/ вычислялась как обычно<sup>/5,6,8/</sup>, с использованием корректировочного полинома 6-й степени на основе одночастичного спектра в потенциале Вудса-Саксона<sup>/26,27/</sup>

$$V(\vec{r}, \hat{\beta}) = V_0 / [1 + \exp(\ell(\vec{r}, \hat{\beta})/a)]. \quad /19/$$

Здесь  $V_0$  - глубина потенциальной ямы и  $a$  - размытость края ядра. Расстояние  $\ell(\vec{r}, \hat{\beta})$  от данной точки  $\vec{r}$  до поверхности ядра находилось численно. Знак  $\ell(\vec{r}, \hat{\beta})$  считался отрицательным внутри ядра. В сферическом ядре  $\ell(\vec{r}, 0) = r - R_0$ .

Спин-орбитальное взаимодействие было взято в обычном виде

$$V_{so}(\vec{r}, \hat{\beta}) = -\lambda \left( \frac{\hbar^2}{2Mc} \right)^2 (\vec{\nabla} V \times \vec{p}) \cdot \vec{s} \Big|_{r_0} \Big|_{r_0'} \quad /20/$$

где  $V$  - определенный выше потенциал с несколько меньшим значением константы  $r_0$ , входящей в определение радиуса ядра,  $\vec{p}$  и  $\vec{s}$  - операторы импульса и спина нуклона соответственно. В качестве кулоновского потенциала для протонов использовался классический электростатический потенциал однородно заряженного тела, ограниченного определенной выше поверхностью. При этом константа  $(r_0)_c$  была выбрана равной 1,275 фм, как и у центрального потенциала.

Таблица 1

Параметры потенциала среднего поля ядра <sup>256</sup>102

	Центральный потенциал			Спин-орбитальное взаимодействие		
	$r_0$ , фм	$a$ , фм	$V_0$ , МэВ	$(r_0)_{so}$ , фм	$a_{so}$ , фм	$\lambda$
протоны	1,275	0,70	-58,3	0,919	0,70	18,19
нейтроны	1,347	0,70	-40,9	1,261	0,70	32,21

Все расчеты в данной работе проводились со спектром уровней ядра <sup>256</sup>102. Численные значения использованных параметров приведены в табл.1.

### 3. ПОВЕРХНОСТИ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ И ИХ ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ТОЧКИ

Так как расчеты при  $\gamma \neq 0$  занимают большое время на ЭВМ, минимизация потенциальной энергии /1/ по  $\gamma$  проводилась только в ограниченной области изменения параметров  $\beta_2$  и  $\beta_4$  вблизи первого барьера. Как известно из предыдущих расчетов /13-22/ и как это подтверждается в наших расчетах, тяжелые ядра аксиально-симметричны в основном состоянии и вблизи хорошо известного в актинидах второго минимума  $\beta_2 \approx 0,7-0,8$  в наших расчетах/.

Результаты расчетов потенциальной энергии были представлены в виде карт; состоящих из трех участков, как это показано для ядра <sup>274</sup>110 на рис.1. Только на среднем участке проводилась минимизация по  $\gamma$  при фиксированных  $\beta_2$  и  $\beta_4$ . В качестве примера на рис.2 дана зависимость от  $\gamma$  потенциальной энергии  $E$  и ее компонент  $E_{LD}$  и  $\delta E$  /см. выражение /1// в ядре <sup>260</sup>Ku. При приближении внутри среднего участка к границам с внешними участками равновесное значение  $\gamma$  заметно уменьшалось и, как правило, обращалось в нуль. Наибольшее значение  $\gamma$  на границе участка /что приводит к наибольшему рассогласованию различных участков карт/ достигается в нейтронодефицитных ядрах на картах типа изображенной на рис.1 в левом нижнем углу среднего участка /т.е. при малых  $\beta_2$  и малых  $\beta_4$  /, а в нейтроноизбыточных ядрах - в правом верхнем углу /большие  $\beta_2$  и большие  $\beta_4$  /. Эти области наибольшего рассогласования участков карт лежат вне делительной долины и не влияют на основные результаты данной работы - барьеры деления - которые определяются областью в середине среднего участка.

В связи с тем, что в качестве начала отсчета на каждом участке автоматически выбиралась точка, в которой энергия достигает минимального значения в пределах данного участка /значения энергии в этих точках даны на рис.1 отдельно/, эквипотенциальные линии на разных участках соответствуют различным абсолютным значениям энергии и поэтому не переходят плавно друг в друга. Видно, однако, что рельеф потенциальной энергии плавно меняется при переходе через границу участков, и на общей карте можно определить долину, вдоль которой, по предположению, ядро эволюционирует из основного состояния через один или несколько делительных барьеров к конфигурации, в которой ядро состоит из двух разделившихся осколков. Однозначное определение положения долины можно дать только в динамическом расчете, но неоднозначность в определении статической долины вдали от экстремальных точек не сказывается на высоте барьеров. Некоторая неопределенность возникает только при представлении результатов многомерных расчетов в виде одномерных кривых и будет проиллюстрирована ниже.

Значение потенциальной энергии вдоль определенной по карте на рис.1 долины вместе с используемыми далее обозначениями ха-

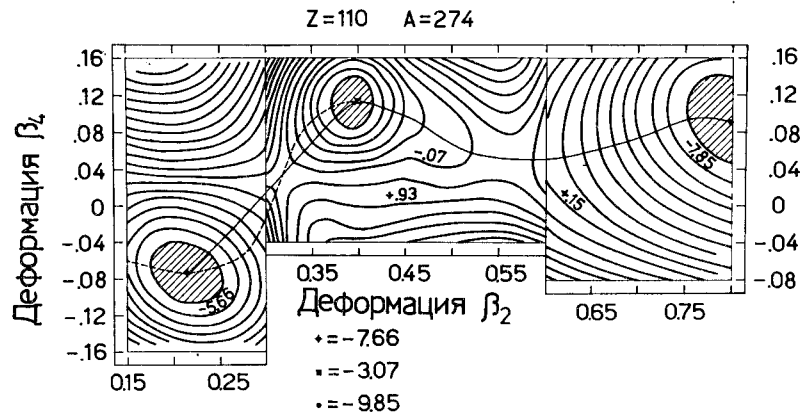


Рис.1. Карта потенциальной поверхности в ядре  $^{274}_{110}$ . Линии уровня проведены через 0,5 МэВ на среднем участке и через 1,0 МэВ на крайних участках. В качестве начала отсчета на каждом участке принималось минимальное значение в пределах участка. Значения энергии в минимумах приведены внизу рисунка. Указаны также два варианта делительной долины.

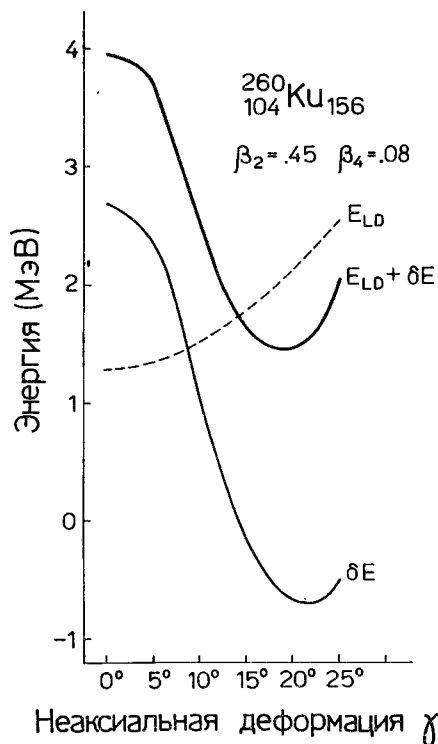


Рис.2. Зависимость потенциальной энергии ядра от неаксиальной деформации в ядре  $^{260}_{104}\text{Ku}_{156}$  в модели жидкой капли /пунктир/ и в методе оболочечных поправок Струтинского /сплошная толстая кривая/. Отдельно дана оболочечная поправка /сплошная тонкая кривая/.

характеристик экстремальных точек указано на рис.3. Аналогичные кривые для всех рассматриваемых ядер представлены на рис.4-9. В некоторых случаях точками указано значение потенциальной энергии при альтернативном выборе долины /см. рис.1/. Видно, что вариации в энергии, связанные с неоднозначностью в выборе долины, несущественны с физической точки зрения.

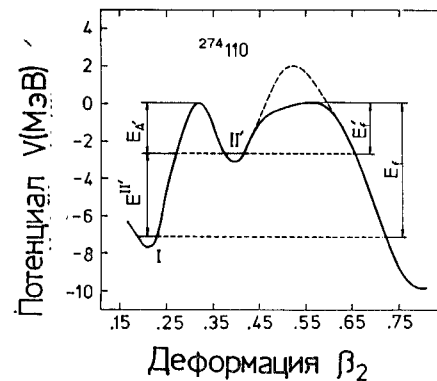


Рис.3. Зависимость от квадрупольной деформации потенциальной энергии вдоль делительной долины для ядра  $^{274}_{110}$ . Указаны также используемые в дальнейшем обозначения для величины барьеров деления и высоты промежуточного минимума над основным состоянием. Хорошо известный в актинидах второй минимум расположен в исследуемых здесь ядрах при несколько большей, чем в актинидах, деформации при  $\beta_2 \approx 0,8$ .

Рис.4. Зависимость от квадрупольной деформации потенциальной энергии вдоль делительной долины для изотопов фермия /Z=100/. Число нейтронов указано около соответствующих кривых. Шкала слева соответствует потенциальной энергии легчайшего изотопа /самая нижняя кривая/. С увеличением числа нейтронов каждая следующая кривая смещалась вверх на 2 МэВ. На шкале справа даны начала отсчета кривых с соответствующим числом нейтронов. Пунктиром показан вариант расчета в аксиально-симметричном ядре ( $\gamma=0^\circ$ ). Точками - потенциальная энергия вдоль другого варианта делительной долины /см. рис.1/.

Для иллюстрации важности учета неаксиальной деформации на рис.3-9 штрихованной кривой даны результаты соответствующих расчетов при  $\gamma=0$ . Понижение  $\delta E_1$  барьера  $E_1$  /см. рис.3/, происходящее вследствие учета неаксиальности ядра, представлено на

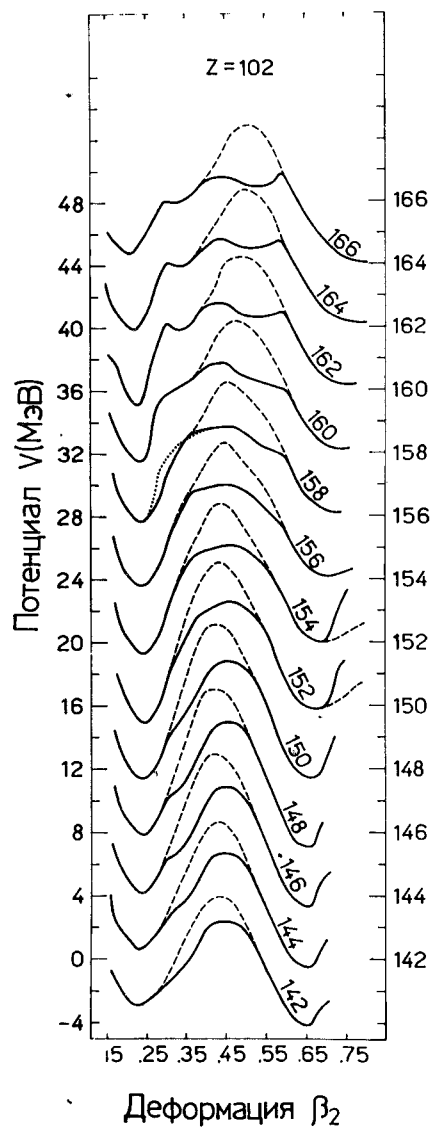


Рис.5. Те же величины, что на рис.4, в изотопах элемента с  $Z = 102$ .

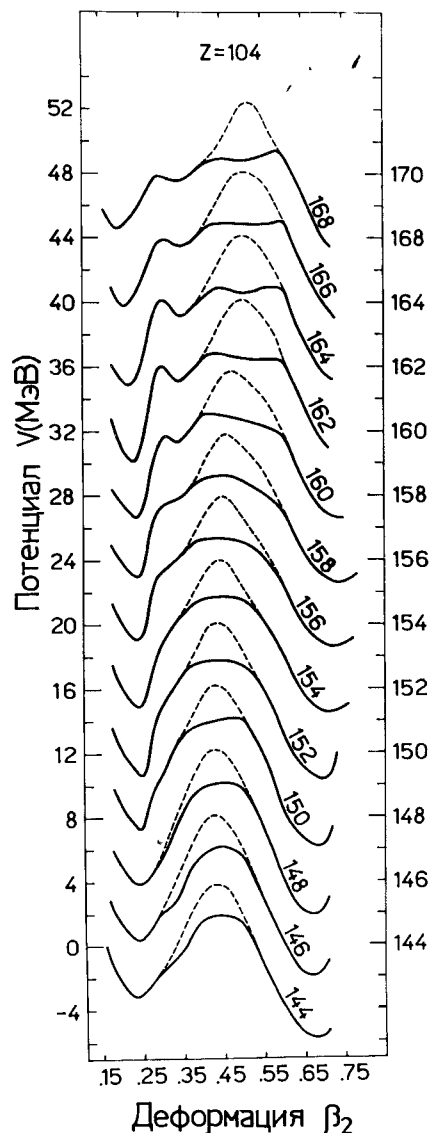


Рис.6. Те же величины, что на рис.4, в изотопах элемента с  $Z = 104$ .

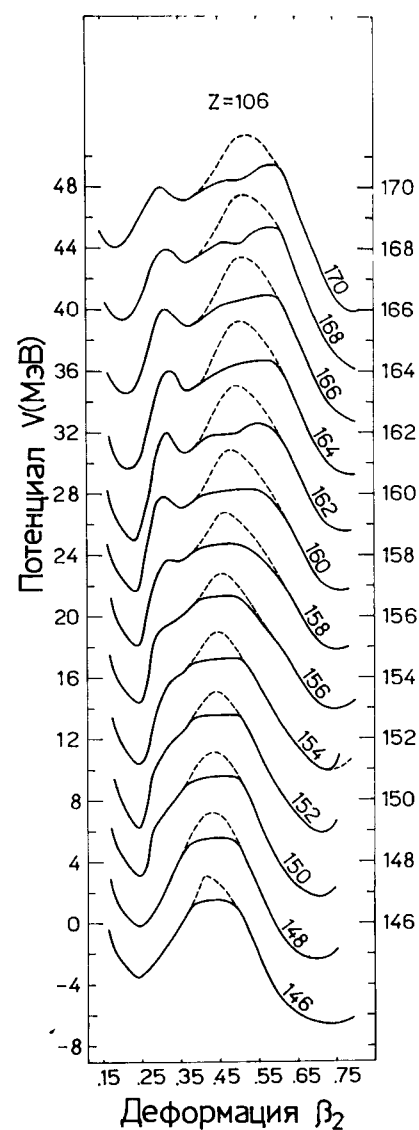


Рис.7. Те же величины, что на рис.4, в изотопах элемента с  $Z = 106$ .

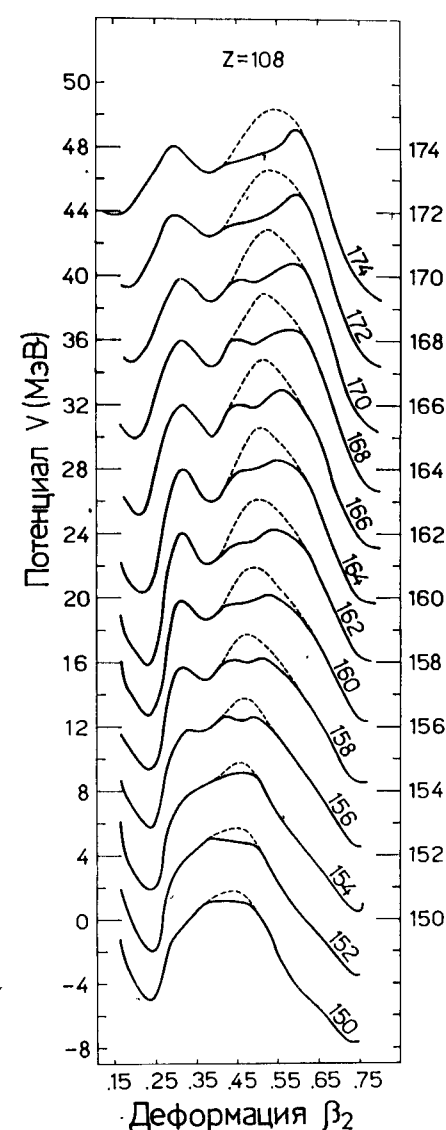


Рис.8. Те же величины, что на рис.4, в изотопах элемента с  $Z = 108$ .

рис.10-12. Величина  $\delta E_f$ , как правило, меняется в пределах 1,5-2,5 МэВ, достигая в некоторых изотопах значения 3 МэВ.

Согласно приведенным на рисунках результатам, все рассматриваемые ядра являются хорошо деформированными в основном со-

стоянии. Значение потенциальной энергии  $V_1$  в основном состоянии, отсчитываемое от энергии сферического ядра в модели жидкой капли, приведено на рис.13. Четко видно проявление подболочки с  $N=152$ . Также видно, что в более тяжелых ядрах следующая

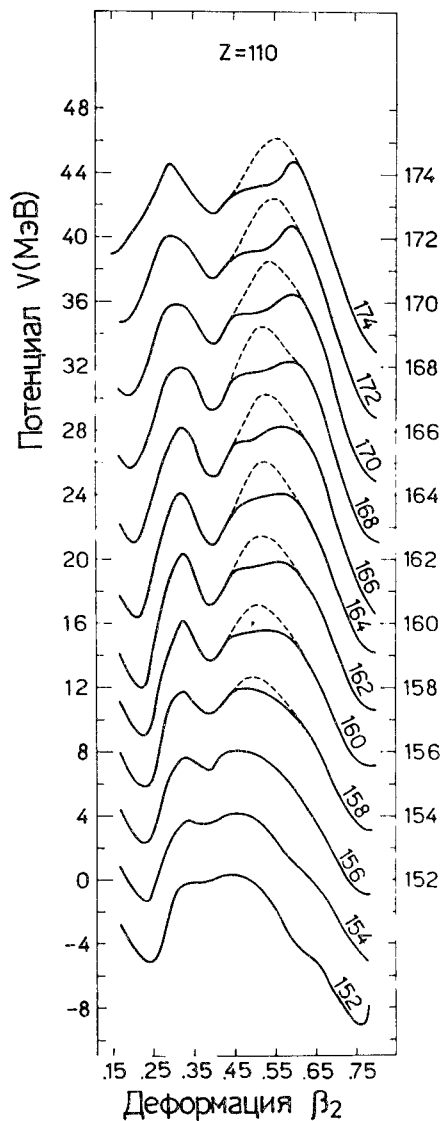


Рис.9. Те же величины, что на рис.4, в изотопах элемента с  $Z = 110$ .

Рис.11. Те же величины, что на рис.10, для изотопов элементов с  $Z = 104$  и  $106$ .

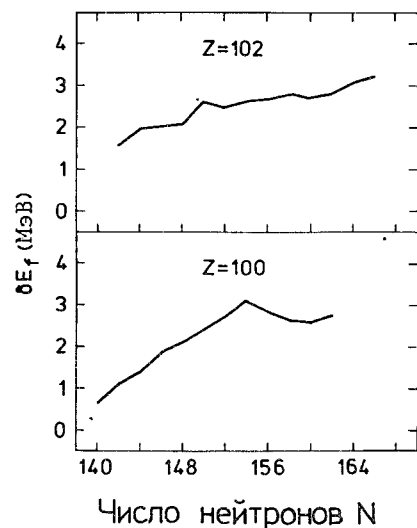


Рис.10. Понижение барьера в результате учета неаксиальных вариаций форм ядра в изотопах фермия и 102-го элемента в зависимости от числа нейтронов.

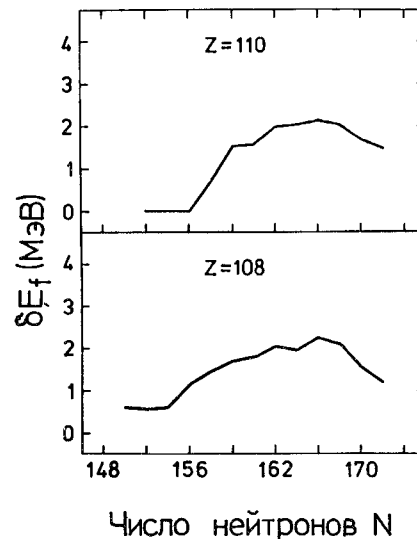
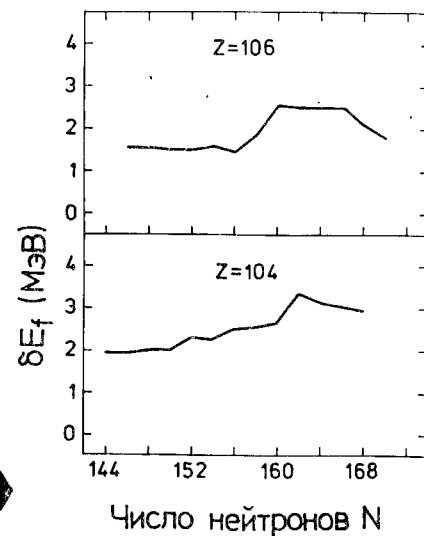


Рис.12. Те же величины, что на рис.10, для изотопов элементов с  $Z = 108$  и  $110$ .

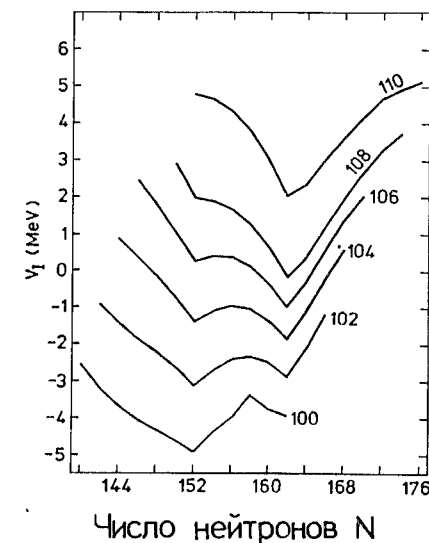


Рис.13. Значение потенциальной энергии  $V_I$  в минимуме, соответствующем основному состоянию, в зависимости от числа нейтронов. Число протонов указано у соответствующих кривых. Шкала слева соответствует нижней кривой,  $Z = 100$ . При увеличении  $Z$  на 2 каждая следующая кривая сдвигается вверх на 2 МэВ.

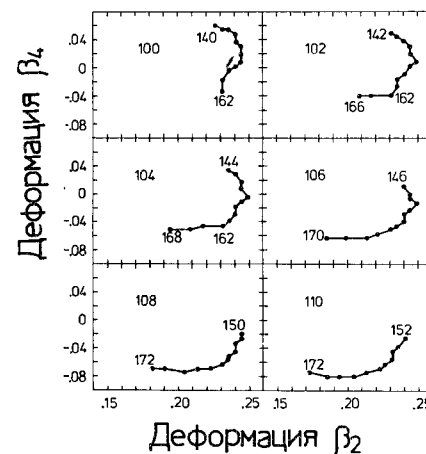


Рис.14. Равновесные значения параметров деформации ( $\beta_2, \beta_4$ ) изотопов элементов с  $Z$ , указанным в левом верхнем углу каждого фрагмента рисунка. Точки, соответствующие разным изотопам одного и того же элемента, соединены отрезками прямой. Около конечных точек указаны соответствующие числа нейтронов.

подоболочка заполняется при  $N = 164$ . Равновесные значения параметров деформации ( $\beta_2, \beta_4$ ) в основном состоянии приведены на рис.14. Видно, что по мере приближения к дважды магическому ядру  $^{298}114$  деформация ядра резко уменьшается.

Максимальный из двух барьеров деления  $E_f$  /определение дано на рис.3/ представлен на рис.15 для различных элементов в зави-

Таблица 2

Значения величины барьеров деления в МэВ во всех исследуемых ядрах

$$E_f = V_A - (V_f + 0,5)$$

Z \ N	100	102	104	106	108	110	Z \ N
140	4,70						140
142	5,81	4,71					142
144	6,48	5,52	4,49				144
146	6,96	6,16	5,32	4,60			146
148	7,37	6,61	5,82	5,29			148
150	7,44	6,87	6,42	6,04	5,72		150
152	7,37	7,12	6,67	6,82	6,55	5,03	152
154	6,32	6,35	6,32	6,38	6,69	5,01	154
156	5,92	5,90	5,83	6,41	6,41	5,22	156
158	5,69	5,52	5,76	6,17	6,50	5,64	158
160	5,62	5,72	5,94	6,13	7,04	6,07	160
162	5,87	6,06	6,15	7,08	7,97	7,31	162
164		5,37	5,58	6,54	7,69	7,21	164
166		4,41	4,78	5,84	7,25	6,71	166
168			4,37	5,53	6,22	6,15	168
170				4,96	5,62	5,79	170
172					5,29	5,55	172
174					4,95	5,26	174
N \ Z	100	102	104	106	108	110	N \ Z

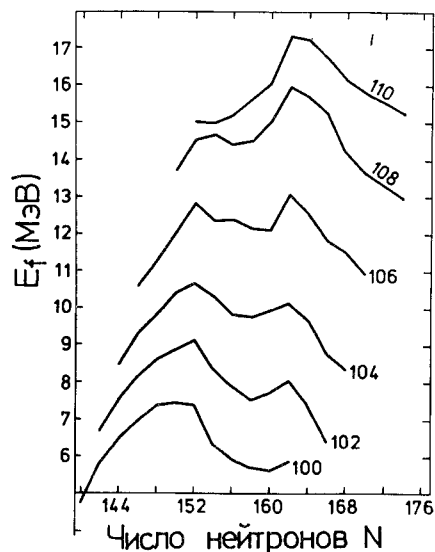


Рис.15. Барьеры деления в зависимости от числа нейтронов. Числа протонов указаны около соответствующих кривых. Шкала слева соответствует нижней кривой,  $Z=100$ . При увеличении  $Z$  на 2 каждая следующая кривая сдвигается вверх на 2 МэВ.

симости от числа нейтронов. Сравнение рис.13 и 15 показывает, что вариации в барьере деления, в основном, определяются вариациями глубины опускания основного состояния. Численные значения величины барьеров деления даны в табл.2. Видно, что барьеры деления ядер с  $Z=100-110$  достаточно велики, чтобы обеспечить стабильность этих ядер относительно деления. Конечно, стабильность ядер в этой области целиком обуславливается оболочечными эффектами.

#### 4. ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ МИНИМУМ В ЭНЕРГИИ ДЕФОРМАЦИИ В ТРАНСФЕРМИЕВЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Наиболее характерной чертой кривых на рис.4-9 является появление в тяжелых изотопах рассматриваемых элементов промежуточного минимума при деформации  $\beta_2 \approx 0,4$ , и большой гексадекапольной деформации  $\beta_4 \approx 0,1$ , который особенно четко проявляется в тя-

Таблица 3

Высота промежуточного минимума в энергии деформации относительно основного состояния  $E_{II'}$  и форма ядра в этом минимуме, характеризующаяся параметрами  $(\beta_2, \beta_4)$ . Приведены также значения барьера  $E_{A'}$ , отделяющего ядро в промежуточном минимуме от основного состояния. В таблицу включены только те ядра, в которых значение  $E_{A'}$  превосходит 0,5 МэВ

Z	A	$E_{II'}$ /МэВ/	$E_{A'}$ /МэВ/	$\beta_2$	$\beta_4$
I04	266	4,7	0,50	0,347	0,117
I06	268	5,7	0,70	0,350	0,117
	270	5,0	0,70	0,372	0,112
	272	4,4	0,65	0,372	0,101
I08	268	6,0	0,60	0,376	0,122
	270	6,3	1,40	0,378	0,117
	272	5,6	1,50	0,387	0,113
	274	4,9	1,40	0,390	0,105
	276	4,4	1,10	0,380	0,097
	278	3,8	0,80	0,389	0,085
	280	3,2	0,80	0,388	0,078
	282	2,7	1,10	0,388	0,068
II0	268	4,6	0,75	0,388	0,130
	270	4,6	2,00	0,390	0,124
	272	5,1	2,70	0,391	0,114
	274	4,4	2,70	0,400	0,114
	276	3,6	2,50	0,400	0,103
	278	3,6	2,10	0,400	0,097
	280	3,2	1,90	0,400	0,086
	282	2,8	2,10	0,400	0,080
284	2,6	2,60	0,400	0,074	

желых элементах /см. табл.3/. Из рис.1 видно, что этот минимум лежит в стороне от прямой, соединяющей основное состояние и традиционный второй минимум ( $\beta_2 \approx 0,8$ ), так что если бы мы в своих расчетах ограничились изменением только двух параметров  $\beta_2$  и  $\beta_4$ , то этот минимум мог бы остаться незамеченным. Таким образом, расчеты указывают на



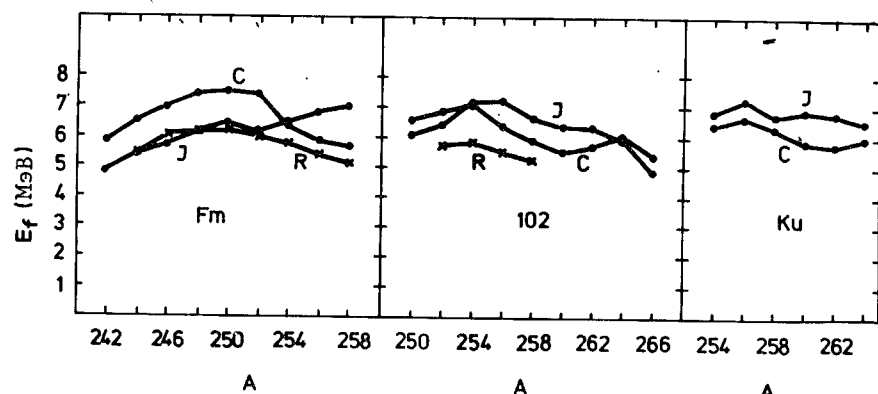


Рис.16. Сравнение полученных в данной работе барьеров деления /C/ с результатами работ <sup>18/</sup>(R) и <sup>17/</sup>(J).

возможность существования в ядрах с  $Z \approx 108-110$  и  $N \geq 162-164$  изомеров формы. По-видимому, этот минимум может оказать заметное влияние на ход реакций слияния тяжелых ионов, приводящих к образованию рассматриваемых здесь ядер. На первом этапе реакции с большой вероятностью будет заселяться изомер формы, который затем будет распадаться в основное состояние или делиться. Сравнение полученных барьеров деления с результатами других авторов <sup>16,17/</sup> проведено на рис.16. Видно хорошее согласие различных расчетов.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе методом Струтинского были проведены расчеты барьеров деления ядер с  $100 \leq Z \leq 110$  и  $N$  от 140 до 174 с учетом неаксиальных вариаций формы ядра. Оказалось, что рассмотренные ядра деформированы в основном состоянии и довольно устойчивы относительно спонтанного деления. В тяжелых изотопах тяжелых элементов в рассматриваемой области ядер возможно появление изомеров формы при деформации  $\beta_2 \approx 0,4$ . Результаты наших расчетов хорошо согласуются с результатами опубликованных ранее теоретических работ.

Авторы благодарны В.Г.Соловьеву за постоянный интерес к работе и Ю.Ц.Оганесяну за стимулирующие дискуссии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Flerov G.N., Ter-Akopian. Pure and Appl.Chem., 1981, 53, p.909.
2. Oganessian Yu.Ts. et al. Nucl.Phys., 1978, A294, p.213.

3. Оганесян Ю.Ц. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с.306.
4. Münzenberg G. et al. Z.Phys., 1981, A300, p.107.
5. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1967, A95, p.420.
6. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1968, A122, p.1.
7. Nilsson S.G. et al. Nucl.Phys., 1969, A131, p.1.
8. Brack M. et al. Rev.Mod.Phys., 1972, 44, p.320.
9. Nix J.R. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1972, 22, p.65.
10. Pauli H.C. Phys.Rep., 1973, 7C, p.35.
11. Möller P., Nix J.R. Proc.Int.Symp.on Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973. IAEA, Vienna, 1974, vol.1, p.103.
12. Pauli H.C., Ledergerber T. Proc. Int.Symp.on Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973. IAEA, Vienna, 1974, vol.1, p.497.
13. Larsson S.E., Leander G. Proc.Int.Symp.on Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973. IAEA, Vienna, 1974, vol.1, p.177.
14. Larsson S.E., Möller P., Nilsson S.G. Phys.Scr., 1974, 10A, p.53.
15. Randrup J. et al. Phys.Scr., 1974, 10A, p.60.
16. Randrup J. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.229.
17. Junker K., Hadermann J.Z. Z.Phys., 1977, A282, p.391.
18. Möller P. Proc.Int. Symp.on Physics and Chemistry of Fission, Jülich, 1979. IAEA, Vienna, vol.1, p.283.
19. Howard W.M., Möller P. At.Data Nucl.Data Tables, 1980, 25, p.219.
20. Pashkevich V.V. Nucl.Phys., 1969, A133, p.400.
21. Larsson S.E., Ragnarsson I., Nilsson S.G. Phys.Lett., 1972, 38B, p.269.
22. Götz U., Pauli H.C., Junker K. Phys.Lett., 1972, 39B, p.436.
23. Britt H.C. Proc.Int.Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Jülich, 1979. IAEA, Vienna, 1980, vol.1, p.3.
24. Пашкевич В.В., Струтинский В.М. ЯФ, 1969, 9, с.56.
25. Damgaard J. et al. Nucl.Phys., 1969, A135, p.432.
26. Dudek J., Werner T. J.Phys., 1978, G4, p.1543.
27. Dudek J. et al. J.Phys., 1979, 65, p.1359.
28. Myers W.D., Swiatecki W.J. Arkiv Fysik, 1967, 36, p.343.
29. Myers W.D., Swiatecki W.J. Ann.Phys.(N.Y.), 1969, 55, p.395.
30. Myers W.D. Droplet Model of Atomic Nuclei. IFI/Plenum, New York, 1977.
31. Bohr A. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 1952, 26, No.14.
32. Rohozinski S.G. Report of the Inst. for Nucl.Res., Warsaw, INR 1520/VII/PH/B.
33. Rohozinski S.G., Sobieczewski A. Acta Phys.Pol., 1981, B12, No.10.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 августа 1982 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Цвек С. и др.  
Барьеры деления ядер трансфермиевых элементов

P4-82-610

Исследованы величина и особенности структуры барьера деления ядер трансфермиевых элементов. Расчеты основаны на вычислении одночастичного спектра в реалистическом потенциале сильнодеформированного ядра неаксиальной формы. При расчетах потенциальной энергии проведена минимизация по гексадекапольной деформации. Особенностью рельефа потенциальной энергии в некоторых ядрах является расщепление первого барьера деления на два. Минимум между ними может достигать 2-3 МэВ и, по-видимому, должен играть существенную роль при образовании исследуемого ядра в реакциях с тяжелыми ионами.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Cwiok B. et al.  
The Fission Barriers of Transfermium Elements

P4-82-610

The magnitude and features of the fission barrier structure of transfermium elements are investigated. The calculations are based on computing the single-particle spectra in the realistic potential of a nucleus of axially asymmetric shape. The potential energy is minimized as a function of hexadecapole deformation. The prominent feature of the potential energy landscape is the splitting of the conventional first barrier into two ones with a well up to 2-3 MeV inbetween. Apparently this well should play a role in the formation of the nucleus under study in heavy ion-induced reactions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.