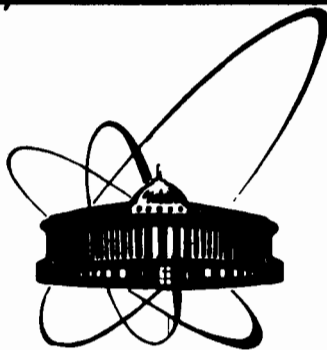


У 456/82

20/IX-82



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P7-82-403

С.Д.Бейзин, М.Г.Иткис, Ю.А.Музычка,
В.Н.Околович, Б.И.Пустыльник

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛЕНИЯ
ДОАКТИНИДНЫХ ЯДЕР,
ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕАКЦИЯХ
С ИОНАМИ УГЛЕРОДА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

ВВЕДЕНИЕ

Среди многообразия актуальных проблем взаимодействий тяжелых ионов с ядрами несомненный интерес представляет изучение процесса деления ядер в области масс 130-210. Эти исследования весьма перспективны как для получения информации о важнейших характеристиках процесса деления, таких, как барьер деления и его структура, форма делящегося ядра и плотность энергетических уровней в области деформированных седловых конфигураций, так и для изучения механизма взаимодействия тяжелых ионов с ядрами и образования составных ядер с высокими угловыми моментами, способов девозбуждения таких компаунд-ядер и т.д.

Наиболее благоприятная ситуация для решения указанных проблем возникает при исследовании вероятности деления - интегральных и дифференциальных сечений - доактинидных ядер относительно легкими тяжелыми ионами - ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne , поскольку при взаимодействии более тяжелых ионов /с $A \geq 40$ / с ядрами существенно усложняется методика идентификации осколков деления на фоне фрагментов глубоко неупругих реакций^{1/}. Предпринятые в ряде работ^{1-6/} исследования процесса деления ядер средних масс тяжелыми ионами не дают однозначного ответа на некоторые поставленные выше вопросы, что обусловлено, с одной стороны, отсутствием полноты имеющихся экспериментальных данных, а с другой - тем, что при анализе результатов измерений не в полной мере учитывались особенности описания вероятности деления ядер при больших энергиях возбуждения и высоких угловых моментах.

В связи с этим в настоящей работе проведено систематическое исследование вероятности деления ядер от Gd до Pt ионами ^{12}C в диапазоне энергий от барьера взаимодействия до 110 МэВ.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперимент проводился на выведенном пучке ионов ^{12}C ускорителя У-200 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Вариации энергии ионов осуществлялась двумя способами: изменением радиуса перезарядки ионов^{7/} через 25 МэВ и торможением ионов в алюминиевых фольгах - в пределах 25 МэВ. Энергия ионов ^{12}C

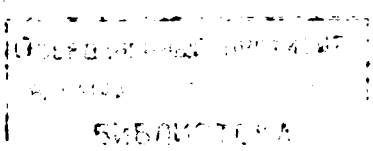


СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

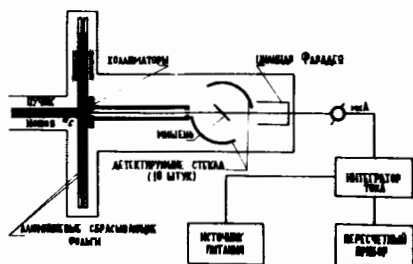


Таблица 1

Характеристики мишеней

мишень	кол-во изотопа %	толщина мишени
¹⁵⁸ Gd	97,9	1,02
¹⁶⁴ Er	65,0	1,71
¹⁶⁸ Er	98,3	1,73
¹⁷⁶ Yb	96,4	1,41
¹⁷⁶ Hf	68,9	1,72
¹⁸⁰ Hf	96,2	1,85
¹⁸² W	91,6	2,00
¹⁸⁴ W	96,5	1,30
¹⁸⁷ Os	99,5	1,92
¹⁸⁸ Os	75,4	0,25
¹⁸⁹ Os	80,1	0,18
¹⁹⁰ Os	76,1	0,16
¹⁹² Os	96,5	0,75
¹⁹⁴ Pt	75,5	1,06
¹⁹⁸ Pt	74,8	0,40

Рис.1. Схема эксперимента по измерению угловых распределений осколков и сечений деления.

измерялась с точностью 1,5% по упругому рассеянию их на тонкой /100 мкг/см²/ золотой мишени с помощью полупроводникового спектрометра. Схема эксперимента представлена на рис.1. Геометрические размеры пучка ионов углерода, попадающего на мишень, формировались графитовым коллиматором с каналом ϕ 3 мм и длиной 150 мм. Прошедший через мишень пучок ионов углерода попадал в цилиндр Фарадея, соединенный с интегратором тока. В качестве мишеней использовались слои обогащенных изотопов. В табл.1 даны характеристики мишеней, полученных либо электролизом на медную подложку толщиной 10 мкг/см², либо термическим разложением в виде самоподдерживающихся фольг. Регистрация осколков деления проводилась цилиндрическими стеклянными детекторами, располагавшимися таким образом, чтобы плоскость симметрии детектора, перпендикулярная образующей, проходила через центр пучка на мишени /рис.1/. В рабочем положении детектор охватывал диапазон углов θ_L от 3° до 101°. Во всех экспериментах применялось устройство, позволяющее производить смену десяти детекторов без нарушения вакуума в камере. Конструкция камеры и юстировка пучка обеспечивали определение углов с точностью $\leq 1^\circ$. Детекторы осколков деления располага-

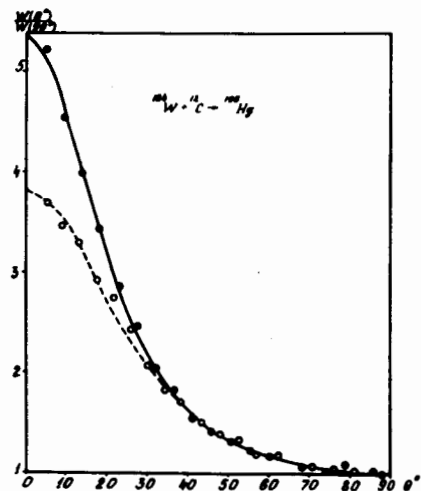


Рис.2. Расчетные и экспериментальные угловые распределения осколков деления для ядра ¹⁹⁶Hg — и ● — для $E_L = 105,7$ МэВ, — и ○ — для $E_L = 68,3$ МэВ.

лись в задней полусфере по отношению к направлению пучка. Для проверки геометрии эксперимента в случае использования самонесущих мишеней детекторы помещались и в передней полусфере.

Типичное угловое распределение осколков деления $W(\theta)$ в системе центра масс $5^\circ < \theta < 87^\circ$ для составного ядра ¹⁹⁶Hg при энергиях ионов углерода 105,7 МэВ и 68,3 МэВ показано на рис.2.

Угловые распределения осколков деления удобно характеризовать величиной коэффициента угловой анизотропии $W(0^\circ)/W(90^\circ)$. Для определения этой величины методом наименьших квадратов проводилась экстраполяция измеренных угловых распределений $W(\theta)$ к углам $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ с использованием известных квазиклассических соотношений для $W(\theta)$ /8/.

Совокупность значений угловой анизотропии вылета осколков деления $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ для всех исследованных ядер в зависимости от энергии ионов ¹²C представлена на рис.3. Статистические ошибки в угловой анизотропии осколков деления составляют 2-3%. Кроме того, ввиду наличия некоторой добавочной погрешности, обусловленной рядом нежелательных эффектов /неоднородность и нестабильность пучка, неточность юстировки камеры и т.д./ суммарная ошибка составляет 7-10%.

Информация об угловых распределениях осколков деления использовалась для определения интегрального сечения деления относительным методом путем сравнения с сечением мониторинной реакции

$$\sigma_f(E_L) = \sigma_f(E_L^0) \frac{\int_0^{\pi/2} W(\theta) \sin\theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} W_0(\theta) \sin\theta d\theta} \cdot \frac{AmQ_0}{A_0m_0Q} \quad (11)$$

где $W(\theta)$ - угловое распределение осколков, E_L - энергия ионов, A - массовое число компаунд-ядра, m - масса мишени в мкг/см², Q - приведенное к заряду иона число отсчетов интегратора.

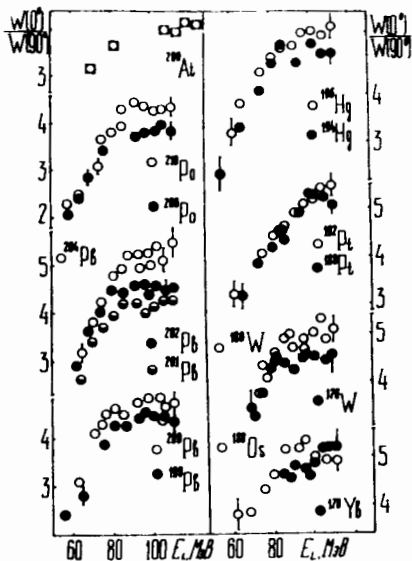
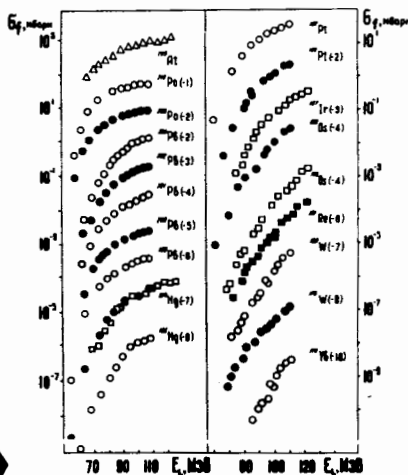


Рис.4. Зависимость сечений деления σ_f от энергии ионов ^{12}C . \square, \triangle - экспериментальные данные работ^{2-4/} соответственно, \circ, \bullet - данные настоящей работы.

Рис.3. Зависимость анизотропии вылета осколков деления от энергии ионов ^{12}C . \blacksquare - экспериментальные точки из работы^{4/}, \circ, \ominus, \bullet - данные настоящей работы.



сечения образования составного ядра с шагом 1 МэВ по энергии возбуждения с учетом деления дочерних ядер после вылета нейтронов, протонов и α -частиц. Для каждой реакции рассчитывались сечения деления, угловые распределения осколков, сечения образования изотопов в испарительных каналах, отношение ширины для каждой ступени каскада ($\Gamma_f/\Gamma_n, \Gamma_f/\Gamma_p, \Gamma_f/\Gamma_\alpha$). Схематически формулы для расчета полных сечений деления и угловых распределений осколков можно представить в виде:

$$\sigma_f = \sum_{\ell=0}^{\ell_p} \sigma_c^\ell \sum_{i=0}^m \frac{\Gamma_n^\ell}{\Gamma_n^\ell + \sum_{\nu=n,p,\alpha} \Gamma_\nu^\ell} \prod_{k=0}^{i-1} \sum_{\eta=n,p,\alpha} \frac{\Gamma_{\eta k}^\ell}{\Gamma_{\eta k}^\ell + \sum_{\nu=n,p,\alpha} \Gamma_{\nu k}^\ell} \quad /2/$$

$$W(\theta) = \sum_{\ell=0}^{\ell_p} (2\ell+1) \sum_{i=0}^m \sigma_f(\ell_i, N_i, Z_i) I_0 \left(\frac{\ell_i^2 \sin^2 \theta}{4K_{01}^2} \right) \exp\left(-\frac{\ell_i^2 \sin^2 \theta}{4K_{01}^2}\right), \quad /3/$$

где суммирование велось до углового момента ℓ_p , равного

$$\ell_p = \begin{cases} \ell_{cr}, & \text{если } \ell_{cr} \leq \ell_{max} \\ \ell_{max}, & \text{если } \ell_{cr} > \ell_{max} \end{cases} \quad /4/$$

Парциальное сечение образования составного ядра σ_c^ℓ и величина максимального углового момента ℓ_{max} рассчитывались с использованием действительной части оптического потенциала^{10/}. Критический угловой момент ℓ_{cr} , влияние которого становится существенным при энергиях ионов в системе центра масс E_{CM} , значительно превышающих барьер взаимодействия, вычислялся по эмпирической формуле^{10/}

$$\ell_{cr} = 0,155 \bar{\Gamma}_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \left(E_{CM} \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \right)^{1/2}, \quad /5/$$

где для всей области исследуемых ядер $\bar{\Gamma}_0 = 1,15-1,17$.

В равенствах /2/ и /3/ m - число предшествующих делению ступеней испарительного каскада, соответствующих вылету нейтронов (n), протонов (p) и альфа-частиц (α), I_0 - функция Бесселя, $K_0^2 = (1/h^2) J_{эфф} \cdot T$, $J_{эфф}$ - эффективный момент инерции делящегося ядра, T - температура в делительном канале, Γ_ν - ширина соответствующего канала распада составного ядра, пропорциональная плотности уровней^{9,10/}.

Для описания плотности уровней ядер мы использовали соотношения модели ферми-газа, феноменологически учитывающие оболочечные эффекты^{11/}:

$$a(E) = \bar{a} \{ 1 + [1 - \exp(-0,054E) \frac{\Delta W}{E}] \}, \quad /6/$$

где E - энергия возбуждения ядра, \bar{a} - параметр плотности уровней с асимптотическим значением $\bar{a} \sim \frac{A}{10}$, $\Delta W_\nu(Z, A)$ - оболочеч-

Индекс (0) относится к величинам мониторинговой реакции, в качестве которой использовались измеренные в тех же экспериментальных условиях либо реакция $^{208}\text{Pb} + \alpha \rightarrow ^{210}\text{Po}$ ($E_L^0 = 35,4$ МэВ, $\sigma_f(E_L^0) = 0,34$ мб^{9/}), либо реакция $^{182}\text{W} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{194}\text{Hg}$ ^{2/}. Ошибка в измерении сечения деления не более 10%.

Интегральные сечения деления исследованных ядер представлены на рис.4 в зависимости от энергии ионов углерода. На этом же рисунке приведены экспериментальные данные других работ^{2-4/}. Они удовлетворительно согласуются с результатами настоящей работы.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Теоретический анализ экспериментальных сечений деления и угловых распределений осколков был основан на статистическом рассмотрении процесса девозбуждения составных ядер и осуществлялся с использованием модифицированной нами программы ALICE^{10/}. Вычисления проводились для каждого парциального

ная поправка для остаточного ядра с равновесной деформацией, $\Delta W_f(Z, A)$ - оболочечная поправка в седловой конфигурации, полагавшаяся равной нулю из-за большой деформации исследуемых ядер в переходном состоянии.

Структура барьера деления принималась в виде

$$V_f(\ell) = cV_f^{CPS}(\ell) - \Delta W^{exp}(Z, A), \quad /7/$$

где $V_f^{CPS}(\ell)$ - барьер деления в модели CPS^{/12/}, c - подгоночный параметр, $\Delta W^{exp}(Z, A)$ - экспериментальное значение оболочечной поправки для составного ядра в основном состоянии, равное разности экспериментальной и жидкокапельной масс.

Основными параметрами расчета в вышеизложенной модели являются величина барьера деления V_f /параметр "с"/7//, отношение параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах $\frac{a_f}{a_v}$ и критический угловой момент ℓ_{cr} /приближенная оценка его производилась на основе равенства /5//. Пределы

Таблица 2

Параметры \bar{a}_f/\bar{a}_v и c , для которых достигнуто наилучшее описание энергетической зависимости сечений деления доактинидных ядер в реакции (¹²C, f), барьеры деления ядер V_f^* , V_f^{KM} и критические угловые моменты ℓ_{cr} для максимальной энергии ионов углерода $E_L=110,5$ МэВ+

ЯДРО	\bar{a}_f/\bar{a}_v	c	V_f^* , МэВ	V_f^{KM} , МэВ	ℓ_{cr} , h
¹⁷⁰ Yb	1,05	1,00	29,6	29,5	49
¹⁷⁶ W	1,07	1,00	27,7	27,6	48
¹⁸⁰ W	1,07	1,04	26,5	24,5	50
¹⁸⁴ Re	1,05	1,00	27,7	21,9	49
¹⁸⁵ Os	1,04	0,97	21,9	21,4	50
¹⁸⁶ Os	1,05	1,00	23,0	21,2	50
¹⁸⁷ Ir	1,05	0,93	19,4	19,4	49
¹⁸⁸ Pt	1,05	0,87	16,5	17,7	49
¹⁹² Pt	1,01	0,88	19,3	18,8	49
¹⁹⁴ Au	1,05	0,90	17,2	15,2	50
¹⁹⁶ Au	1,02	0,90	18,9	15,8	50
¹⁹⁹ Pb	1,00	0,87	15,4	12,5	4,8
²⁰⁰ Pb	1,00	0,89	17,5	12,8	4,9
²⁰¹ Pb	1,00	0,87	16,1	12,9	4,9
²⁰² Pb	1,00	0,90	18,1	13,2	4,9
²⁰⁴ Pb	1,01	0,93	22,1	13,7	4,9
²⁰⁸ Po	1,02	0,90	17,4	11,1	5,0
²¹⁰ Po	1,00	0,95	21,2	11,8	5,0
²⁰⁸ At	1,04	0,83	17,0	11,3	5,0

*Для описания экспериментальных сечений деления ядер полония использовался развитый в работе /10/ метод учета вклада коллективных движений ротационного типа в плотности ядерных уровней. Однако этот подход в применении к возбужденному ядру с большим угловым моментом требует дополнительного исследования.

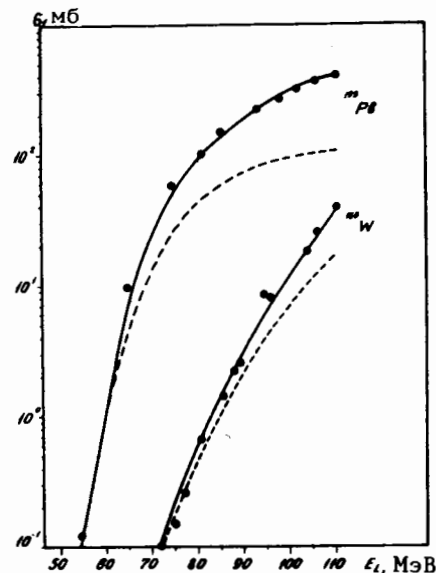


Рис.5. Расчетные и экспериментальные сечения деления ядер ¹⁹⁹Pb и ¹⁸⁰W в зависимости от энергии ионов углерода. Пунктирными кривыми показаны сечения доэмиссионного деления.

изменения указанных величин и их влияние на расчетные дифференциальные и интегральные сечения деления обсуждались нами ранее /10/, а параметры, с которыми получено наилучшее описание экспериментальных данных, приведены в табл.2. Критические угловые моменты в этой таблице приведены для максимальной энергии ионов углерода - 110,5 МэВ. Типичные примеры описания сечений деления $W(\theta)$ и угловых распределений осколков σ_f приведены на рис.2 и рис.5.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поскольку используемый для анализа экспериментальных сечений деления статистический подход является в значительной степени феноменологическим, то важное значение приобретает вопрос обоснованности и однозначности выбора основных параметров модели. Если массы ядер, энергии связи нуклонов и α -частиц, а также величины обратного сечения их захвата рассчитываются достаточно надежно и однозначно, то в выборе параметров барьеров деления, плотности уровней и критических угловых моментов существует определенный произвол. Так, использование различных моделей для вычисления $\ell_{cr}/\text{см.}$, например, /13-15/ приводит к значительным неопределенностям как в его величине, так и в характере его зависимости от энергии ионов. Далее, чаще всего при анализе сечений деления возбужденных ядер используется жидкокапельный барьер деления вращающихся ядер и простейшая формула для плотности уровней в модели ферми-газа с предположением о независимости параметров плотности уровней a_f и a_v от энергии возбуждения и структуры ядра. Однако при использовании барьеров деления в модели CPS в ряде работ вводится дополнительный параметр, меняющий величину

барьера вплоть до половины V_f^{CPS} . При этом одновременно приходится в значительных пределах изменять отношение $a_f/a_\nu = 1 \div 1,3$, причем все эти изменения несистематичны и конкретные значения параметров выбираются каждый раз в результате подгонки к эксперименту. Так, например, Плазил и Фергюссон /1/ получили наилучшее описание сечений деления в реакциях $^{141}\text{Pr}(^{12}\text{C}, f)$ и $^{133}\text{Cs}(^{20}\text{Ne}, f)$ при $V_f^o = 0,8 V_f^{CPS}$ и $a_f/a_\nu = 1,06$ и $1,00$, соответственно, в то время, как Беккерман и Бланн /4/ для описания σ_f в реакции $^{118}\text{Sn}(^{35}\text{Cl}, f)$ получили $V_f^o = 0,5 V_f^{CPS}$ /0/ при $a_f/a_\nu = 1,0$. Большие значения отношения $\frac{a_f}{a_\nu} \sim 1,2$ получены в работах Сиккеланда /2,3/ и Александра /15/. Следует отметить, что большие значения отношения $\frac{a_f}{a_\nu} \sim$

$1,2 \div 1,3$ существенно превосходят как величины, полученные из анализа сечений деления в реакциях с легкими частицами /9,16/, так и теоретические оценки влияния поверхности ядра на одночастичную плотность состояний вблизи энергии Ферми /9/. При таких отношениях $\frac{a_f}{a_\nu}$ согласно анализу эмиссионного деления изотопов свинца, проведенному нами в работе /17/, происходит значительное завышение вклада доэмиссионного деления в полное сечение деления.

Одним из преимуществ используемой нами модели является незначительное изменение подгоночных параметров в широкой области Z^2/A делящихся ядер. Наилучшее согласие с экспериментальными данными достигалось при $V_f^o = (0,85 \div 0,9) V_f^{CPS}(0) + \Delta W^{exp}(Z, A)$ и при использовании $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$, близких к единице /см. табл.2/.

Представляет интерес сравнение полученных барьеров деления для $l=0$ с расчетами V_f по модели жидкой капли /18/. На рис.6 приведена зависимость найденных барьеров деления от параметра Z^2/A . Для сравнения показана кривая барьеров деления для капельной модели $V_f^{KM} = V_f^{CPS}(0)$, рассчитанная с параметрами Майерса и Святецкого для сочетаний Z и A , соответствующих долине ядерной стабильности. Как видно из рис.6, кривая V_f^{KM} проходит вблизи экспериментальных точек V_f^o в области $Z^2/A = 28-32$, где величина ΔW^{exp} мала. Отступления V_f^o от V_f^{KM} в области $Z^2/A = 32-35$ практически полностью обусловлены оболочечными поправками ΔW^{exp} в основном состоянии, возрастающими по мере приближения к дважды магическому ядру ^{208}Pb .

Другой вопрос, связанный с барьерами деления ядер, касается одного из основных параметров, используемых для описания поверхностной энергии ядер в модели жидкой капли $E_s =$

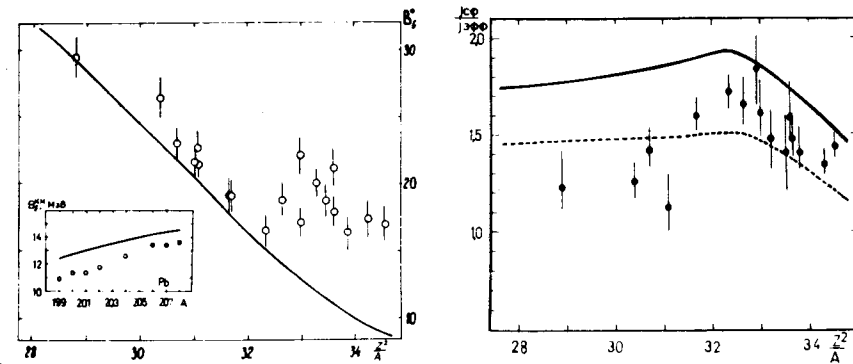


Рис.6. Зависимость барьеров деления от параметра Z^2/A . \circ - данные настоящей работы, \bullet - данные работы /24/. Кривые - расчеты барьеров деления по модели жидкой капли /18/. На вставке: зависимость жидко-капельных барьеров деления от массового числа для изотопов свинца.

Рис.7. Зависимость обратного эффективного момента инерции $J_{cf}/J_{эфф.}$ от Z^2/A . Расчетные кривые по модели жидкой капли: _____ с резким краем /20/, - - - с размытым краем /21/, \bullet - результаты данной работы /для $E_L = 110,5$ МэВ/.

$= a_s A^{2/2} [1 - k (\frac{N-Z}{N+Z})^2]$ - параметра изоспиновой зависимости k . Теоретические оценки этого параметра в разных работах существенно отличаются по величине и меняются от значения $1,78$ /18/ к $2,84$ /19/. Для экспериментального определения параметра k в данной работе анализируются барьеры деления ядер свинца от ^{199}Pb до ^{208}Pb , представленные на вставке к рис.6, в зависимости от массового числа делящегося ядра. Анализ этих значений барьеров деления дает значение параметра $k = 1,95$, что достаточно близко к величине параметра изоспиновой зависимости, полученной Майерсом и Святецким /18/, но несколько меньше аналогичной величины, данной Паули и Ледергербером /19/ из анализа барьеров деления ядер-актининов.

Согласованный расчет интегральных и дифференциальных сечений деления с учетом всех каналов распада составного ядра позволяет получить достаточно надежную информацию об эффективном моменте инерции $J_{эфф.}$, характеризующем форму ядра в переходном состоянии. Полученная в данной работе зависимость $J_{cf}/J_{эфф.}$ / J_{cf} - твердотельный момент инерции сферы, равновеликой с данным ядром/ от параметра Z^2/A при высокой энергии возбуждения $E = 85-90$ МэВ/ показана на рис.7. Там же приведены расчетные кривые этой зависимости в модели жидкой капли с резким краем /20/ /штриховая линия/ и размытым краем /21/ /сплошная кривая/. Видно,

что найденные нами значения $J_{сф}/J_{эфф}$ не противоречат расчетам по модели жидкой капли с размытым краем, однако в интервале $Z^2/A = 30-32$ наблюдается более резкое увеличение $J_{эфф}$ по сравнению с расчетом.

Интересна также возможность проанализировать зависимость угловой анизотропии от критического углового момента. Используемые обычно для анализа $W(\theta^{\circ})/W(90^{\circ})$ простые аналитические выражения предсказывают ее квадратичную зависимость от l_{cr} . В то же время учет зависимости барьера деления V_l от l приводит к тому, что для ядер в области $A=170-210$ основной вклад в сечение вносит достаточно узкий пакет парциальных волн вблизи критического углового момента l_{cr}^{107} , что приводит к $W(0^{\circ})/W(90^{\circ}) \sim l_{cr}$. Основное отличие двух этих оценок состоит в том, что в простой модели предполагалось $\sigma_f(l) \sim \sigma_c(l)$, и интегрирование проводилось по всей области l , что и давало более высокую степенную зависимость угловой анизотропии осколков деления от l_{cr} . Полные расчеты продемонстрировали линейную зависимость угловой анизотропии от l_{cr} .

Анализ экспериментальных данных о дифференциальных и интегральных сечениях деления указывает на существенную роль величины критического углового момента образования составного ядра. При этом получаемое сечение образования составного ядра σ_c должно равняться сумме сечений деления и всех испарительных реакций. К сожалению, в настоящее время имеется крайне незначительный экспериментальный материал о σ_c в исследуемой области ядер, в которой сечение деления составляет лишь малую часть от полного сечения реакции. Поэтому значительный интерес представляют данные о сечениях испарительных реакций и деления для реакции $^{12}C + ^{182}W$, полученные в работе^{22/}. Данные этой работы по сечениям деления достаточно хорошо согласуются с экспериментальными σ_f настоящей работы, но при этом сечения образования составного ядра составляют ~60% от σ_c , рассчитанного нами в диапазоне энергий ионов углерода $77 \div 121$ МэВ. Попытаемся рассмотреть получившееся расхождение. Известно, что при энергиях ионов углерода

$> 7 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$ существенно возрастает вклад взаимодействий,

не приводящих к образованию составного ядра и сопровождающихся вылетом одной или двух прямых α -частиц^{23/}. Вместе с тем, оценка критического углового момента по формуле /5/ соответствует модели резкого обрезания, так как при этом $l_{cr} < l_{max}$, и, соответственно, $T_{l_{cr}} \sim 1$. При больших l предполагается, что все сечение связано с каналами прямых реакций. Однако кажется очевидным, что переход от составного ядра к прямым реакциям должен быть достаточно плавным.

Учет такого размытия должен приводить к увеличению критического углового момента с одной стороны и к уменьшению полного сечения - с другой. Кроме того, так как наибольший вклад в сечение деления вносят близкие к l_{cr} угловые моменты, то можно надеяться, что сечение деления при этом изменится незначительно. Для учета размытия перехода между процессом слияния и прямыми реакциями можно предположить следующую качественную модель. Будем находить l_{cr} из условий исчезновения "кармана" в суммарном потенциале взаимодействия, включающем ядерный потенциал вида Саксона-Вудса с общепринятым набором параметров $V_0 = -60$ МэВ, $d = 0,5$ Фм, $r_0 = 1,28$ Фм.

Сечение образования составного ядра запишем следующим образом:

$$\sigma_c = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l P_l \quad /8/$$

Коэффициент прохождения барьера взаимодействия определяется стандартно:

$$T_l = \{1 + \exp[2\pi(V_{Bl} - E_{CM})/\hbar\omega_l]\}^{-1}, \quad /9/$$

где V_{Bl} - высота барьера взаимодействия, а $\hbar\omega_l$ - кривизна этого барьера для l -ой волны.

В выражении /8/ P_l определяет вероятность полного слияния ядра после прохождения ионом барьера взаимодействия. Приближение резкого обрезания соответствует тому, что

$$P_l = \begin{cases} 1 & \text{при } l < l_{cr} \\ 0 & \text{при } l > l_{cr} \end{cases} \quad /10/$$

Будем считать, что даже при $l < l_{cr}$, т.е. при наличии "кармана", вероятность слияния отлична от единицы и зависит от глубины потенциальной ямы. Такое предположение кажется естественным, так как при исчезновении "кармана" сечение слияния принимается равным нулю.

Аппроксимируем P_l следующим выражением:

$$P_l = \{1 - \exp[-\frac{\alpha(V_{Bl} - W_l)}{\hbar\omega_l}]\}, \quad /11/$$

где α - параметр, определяемый из подгонки к σ_c , $\hbar\omega_l$ - то же самое, что и в /9/, $V_{Bl} - W_l$ - глубина потенциальной ямы.

Используя вышеописанную модель, мы провели расчет $\sigma_f(E)$ и $\sigma_c(E)$ для реакции $^{12}C + ^{182}W$, не меняя параметров, указанных в табл.2. На рис.8 представлены зависимости σ_f от l_{cr} и величины l для $E_L = 121$ МэВ, рассчитанные по модели резкого обрезания /штрихованные линии/ и модели с размытым поглощением /сплошная кривая/. Сравнение полученных значений сечений σ_f, σ_c и l_{cr}

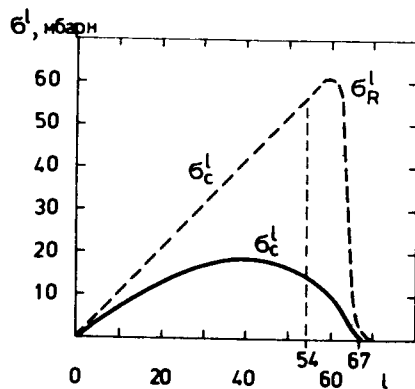


Рис.8. Парциальные сечения образования составного ядра σ_c^l для энергии $E_L = 121$ МэВ в реакции $^{12}\text{C} + ^{182}\text{W}$: --- в модели с резким краем и — в модели с размытием $/a = 0,22/$. Пунктирной прямой показана точка обрезания сечения по l в модели с резким краем.

Таблица 3

Экспериментальные и расчетные сечения деления σ_f и слияния σ_c для реакции $^{12}\text{C} + ^{182}\text{W}$. Столбцы с номерами /1/ соответствуют модели ядра с резким краем, а /2/ — модели с размытием $/a = 0,22/$.

E_L	σ_f , мбарн		σ_c , мбарн		l_{cr}	
	эсп.	(1) (2)	эсп.	(1) (2)	(1) (2)	(1) (2)
77	73	31 78	568	1170 680	37	19
104	330	370 300	805	1460 910	47	61
121	607	660 510	1065	1470 910	54	67

с экспериментальными величинами сечений и расчетами по модели с резким краем дается в табл.3. Видно, что используемые соотношения /11/ существенно уменьшают величину σ_c при сравнительно незначительном изменении $\sigma_f(E)$. Дальнейшее развитие такого подхода требует более тщательного анализа имеющегося экспериментального материала по σ_c в других областях масс составных ядер и для других тяжелых ионов, а также более детального подбора параметров ядерного потенциала и коэффициента a , который должен определенным образом зависеть от величины Z^2/A во входном канале ^{26/}.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В реакциях с ионами ^{12}C в широком интервале энергий были получены экспериментальные данные о сечениях и угловых распре-

деления осколков деления для 15 ядер от ^{170}Yb до ^{210}Po . Эти результаты были проанализированы в рамках статистической модели с использованием определенных предположений о структуре барьера деления и энергетической зависимости параметров плотности уровней. Существенное влияние на результаты расчетов оказала величина оболочечной поправки ΔW . В частности, полученные высоты барьеров деления заметно отличаются от их жидкокапельных значений и неплохо согласуются с барьерами деления холодных ядер, найденными из реакции с легкими заряженными частицами. Использование энергетической зависимости параметров плотности ядерных уровней позволило практически не менять отношение \bar{a}_f/\bar{a}_v , близкое к единице.

Мы предполагали, что только жидкокапельная составляющая барьера деления зависит от углового момента, в то время как остальная часть барьера, отождествляемая с ΔW , бралась не зависящей от энергии возбуждения и углового момента. Вопрос выбора структуры барьера деления возбужденных вращающихся ядер является очень важным, не только для исследуемой области, но и для тяжелых ядер, где соотношение этих составляющих будет меняться, и в пределе для сверхтяжелых ядер жидкокапельная часть барьера стремится к нулю. В связи с этой проблемой чрезвычайно важно теоретическое рассмотрение вопроса об ослаблении оболочечных эффектов с ростом энергии возбуждения.

Этот вопрос требует отдельного исследования и не является целью данной работы. Единственно хотелось бы заметить, что, проводя расчеты сечений девогождения составных ядер, необходимо согласованно учитывать влияние оболочечных эффектов как в параметре плотности уровней, так и в барьерах деления.

Наконец, важную роль играет определение вклада различных парциальных волн в полное сечение образования составного ядра. Возможно, что использование моделей с резким краем для ряда задач является неудовлетворительным. В связи с этим желательно дальнейшее экспериментальное изучение процессов девогождения ядер, включая одновременное измерение сечений деления и испарительных реакций, угловых распределений и других характеристик в более широкой по Z и A области компаунд-ядер. В этом плане значительный интерес представляет также изучение сечений деления для ряда изотопов одного элемента с тем, чтобы непосредственно из экспериментальных функций возбуждения можно было бы оценить соотношение вкладов сечений эмиссионного деления в полное сечение деления.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить профессора Ю.Ц.Оганесяна и Ю.Э.Ленионжевича за стимулирующий интерес к работе, коллектив эксплуатации У-200 за обеспечение эффективной работы ускорителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Plasil F., Fergusson R. Phys. and Chem. Fission, IAEA, Jülich, 1980, 1, p. 521.
2. Sikkeland T. et al. Phys.Rev., 1971, 3C, p. 329.
3. Sikkeland T. Phys.Rev., 1964, 135B, p. 669.
4. Gordon G.E. et al. Phys.Rev., 1960, 118, p. 1610.
Gordon G.E. et al. Phys.Rev., 1960, 120, p. 1341.
5. Beckerman M. Blann M. Phys.Lett., 1977, 68B, p. 31.
Beckerman M., Blann M. Phys.Rev., 1978, 17C, p. 1615.
6. Zebelman A.M. et al. Phys. and Chem. Fission, IAEA, Vienna 1974, 2, p. 234.
7. Гульбекян Г. и др. ОИЯИ, 9-10990, Дубна, 1977.
8. Игнатюк А.В. и др. ЯФ, 1977, 25, с. 25.
9. Игнатюк А.В. и др. ЯФ, 1975, 21, с. 1185.
10. Бейзин С.Д. и др. ОИЯИ, P7-12802, Дубна, 1979.
11. Игнатюк А.В. и др. ЯФ, 1975, 21, с. 485.
12. Cohen S!, Plasil F., Swiatecki W.S. Ann.Phys., 1974, 82, p. 557.
13. Bass R. Nucl.Phys., 1974, A231, p. 45.
14. Бочев В. и др. ЯФ, 1976, 23, с. 520.
15. Delegrange H. et al. Phys.Rev., 1977, 16C, p. 706.
16. Игнатюк А.В. и др. ЯФ, 1979, 30, с. 1205.
17. Бейзин С.Д. и др. ЯФ, 1980, 32, с. 1197.
18. Myers W.D., Swiatecki W.S. Ark.Fysik, 1967, 36, p. 598.
19. Pauli H.G., Ledergerber T. Nucl.Phys., 1971, A175, p. 545.
20. Струтинский В.М. ЯФ, 1965, 1, с. 821.
21. Игнатюк А.В., Блохин А.И. Материалы международного семинара по взаимодействию быстрых нейтронов с ядрами. Дрезден, 1974, с. 167.
22. Rajagopalan M. et al. Annual Report, 1980, LBL-11588, p.89
23. Siwek-Wilczynska K. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p. 1599.
24. Türck D. et al. Phys.Lett., 1976, 63B, p. 283.
25. Swiatecki W.S. Preprint LBL-10911, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июня 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электроне. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
D1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
D11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D4-80-271	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-385	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D2-81-543	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D10,11-81-622	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D17-81-758	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D1,2-82-27	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
	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

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Бейзин С.Д. и др. Исследование деления ^{12}C доактинидных ядер, образующихся в реакциях с ионами углерода P7-82-403

Получены экспериментальные данные по функциям возбуждения и угловым распределениям осколков деления, вызываемого ионами ^{12}C , для 15 ядер от ^{170}Yb до ^{210}Po . Эти результаты были проанализированы с помощью формул статистической модели, причем учитывалось влияние оболочечных эффектов на параметр плотности уровней и барьеры деления. Полученные из анализа экспериментальных и расчетных данных значения барьеров деления согласуются с величинами барьеров деления холодных ядер. Обсуждается вопрос выбора критического углового момента и применимость моделей с резким краем для описания слияния тяжелых ионов с ядрами.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Bejzin S.D. et al. Investigation of Fission of ^{12}C Preactinide Nuclei Produced in Reactions with Carbon Ions P7-82-403

The experimental data on fission cross sections and angular distributions of fission fragments of 15 compound nuclei from ^{170}Yb to ^{210}Po produced in the bombardment of different targets by ^{12}C ions have been obtained. These results are analysed within the framework of the statistical theory of nuclear reactions. The influence of shell effects on the level density parameter and fission barriers is taken into account. The fission barrier values obtained from this analysis are the same as those for cold nuclei. The problems of the choice of the critical angular momentum and the validity of the sharp cut-off model for describing heavy - ions fusion are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.