

УДК 539.17.012

539.142.2

ВЛИЯНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ЭФФЕКТОВ НА СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ УРАНА С $N \simeq 126$

*А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, М.Веселски¹, А.В.Еремин,
А.П.Кабаченко, О.Н.Малышев, А.Г.Попеко, И.Рохач,
Р.Н.Сагайдак, Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин, Ш.Шаро¹*

В реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ измерены сечения образования и функции возбуждения для нейтронодефицитных изотопов U, Pa и Th. Проведено сравнение экспериментально измеренных сечений образования изотопов урана с числами нейтронов $126 \leq N \leq 134$ с результатами расчетов по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра. Показано, что ни один из широко использующихся способов учета влияния оболочечных эффектов на величины сечений образования испарительных продуктов не позволяет непротиворечиво описать этот набор экспериментальных данных. Предложен и проанализирован новый, математически простой, полуэмпирический вариант учета оболочечных эффектов в делительном канале, в котором используется варьирование суммарного барьера деления, а не отдельных его компонентов — $B_f(l) = C(B_f^{LD}(l) + B_f^{\text{Shell}})$. Показано, что предложенный вариант хорошо описывает сечения образования нейтронодефицитных изотопов в области от Вi до U включительно при значении коэффициента $C = 0,7$. В экспериментах уточнены также значения периодов полураспада для изотопов $^{223,225}\text{U}$, которые согласно проведенным измерениям равны (55 ± 10) мкс и (60 ± 10) мс соответственно.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Influence of Shell Effects on Production Cross Section of Neutron Deficient Uranium Isotopes with $N \simeq 126$

A.N.Andreyev et al.

Production cross sections and excitation functions of neutron deficient isotopes of U, Pa, and Th have been measured in the reaction $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$. The half-lives of $^{223,225}\text{U}$ were determined more accurately as (55 ± 10) μs and (60 ± 10) ms, respectively. Experimentally measured production cross sections of the uranium isotopes with neutron numbers $126 \leq N \leq 134$ are compared with the results of calculations using a statistical model of the compound nucleus deexcitation. It is shown that none of the popular versions of the shell effect incorporation into statistical model calculations is able to describe simultaneously experimental data involving both the nuclei near the neutron shell $N = 126$ and those far from the shell. A new, simple semi-empirical approach taking the fission barrier as $B_f(l) = C(B_f^{LD}(l) + B_f^{\text{Shell}})$

¹Университет имени Яна Коменского, Братислава, Словакия

is discussed for the shell effect introduction into the fission deexcitation channel. Using this approach to the calculations, a good description of production cross sections of neutron deficient isotopes was reached, with practically the same value of the scaling parameter $C \cong 0.7$ not only for uranium evaporation residues but also for a large set of nuclei from Bi to U.

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

Введение

Интерес к исследованиям сечений образования нейтронодефицитных изотопов Th — U с $N \cong 126$ обусловлен несколькими причинами. Во-первых, оболочечная поправка к основному состоянию для этих изотопов велика и практически равна по величине жидкокапельному барьеру деления. Поэтому есть основания полагать, что сравнение экспериментальных величин сечений для xn -, pxn - и αxn -реакций с расчетными, полученными с использованием статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, позволит выявить роль оболочечных эффектов и их влияние на вероятность деления возбужденного компаунд-ядра, и следовательно, на величину сечений образования испарительных продуктов. Важность корректного учета оболочечных эффектов, особенно при вычислении сечений образования трансфермиевых нуклидов, не вызывает сомнений. В то же время имеющийся к настоящему времени набор экспериментальных данных допускает их неоднозначную модельную интерпретацию и делает возможным использование в расчетах предположений, резко различающихся по своим физическим обоснованиям. Так, в работах [1,2] на основе анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов тория с $N \cong 126$ в реакциях с тяжелыми ионами было высказано предположение, что оболочечные эффекты в плотности уровней исчезают с ростом энергии возбуждения значительно быстрее, чем это предсказывает стандартная модель, и не влияют на величины сечения образования испарительных продуктов в реакциях «горячего» слияния. Для количественного учета этого эффекта было предложено уменьшать в расчетах «длину ослабления» оболочечных эффектов в плотности уровней с 18,5 до 6,0 МэВ. Такая интерпретация экспериментальных данных получила в дальнейшем широкое распространение, несмотря на то, что находилась в явном противоречии с экспериментальными данными, полученными для нуклидов вблизи дорожки стабильности, и разработанным на базе этих данных стандартным подходом к учету ослабления оболочечных эффектов в плотности уровней при увеличении энергии возбуждения (см., например, [3]).

Практически сразу после публикации работ [1,2] в работе [4] было указано, что возможным альтернативным объяснением малых величин сечений образования нейтронодефицитных изотопов тория с $N \cong 126$ может являться увеличение для этих ядер относительной вероятности делительной моды распада за счет существенно большей плотности вращательных уровней у сильно деформированных конфигураций, соответствующих седловой точке, по сравнению с близкими к сферическим конфигурациям основного состояния — так называемый «механизм коллективного усиления». Другое альтернативное объяснение было предложено в работе [5], в которой на основе анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов Ac, Ra и Fr с $N \cong 126$ было показано, что хорошее согласие расчета по статистической модели и эксперимен-

тальных данных можно получить и при учете влияния оболочечных эффектов по стандартной схеме, если при этом уменьшить величину жидкокапельного компонента барьера деления на 30%. Как показали последующие экспериментальные исследования [6,7], уменьшение жидкокапельных барьеров деления на 30 + 40% по сравнению с предсказаниями моделей Коэна — Плазила — Святецкого или Сирка имеет универсальный характер и является обязательным условием правильного описания величин сечений образования для всех нейтронодефицитных изотопов в области ядер от Bi до U . При этом было также установлено, что средний уровень уменьшения жидкокапельных барьеров одинаков как для нуклидов с заметной оболочечной поправкой, так и с нулевой. И только в сравнительно узкой области нейтронных чисел $122 \leq N \leq 128$ для правильного описания величин сечений требуется дополнительное уменьшение барьеров деления на $\approx 10\%$ от их нового среднего значения. На наш взгляд, этот свидетельствует о том, что использовавшийся в расчетах стандартный метод учета оболочечных эффектов является хорошим, но только первым приближением, и необходимы дальнейшие исследования в этой области ядер для разработки более точного подхода к учету влияния оболочечных эффектов на сечения образования испарительных продуктов в реакциях «холодного» и «горячего» слияния.

Другой интересной особенностью поведения сечений образования испарительных продуктов в этой области нуклидов являются аномально высокие значения отношений $\sigma_{\alpha xn} / \sigma_{xn}$, наблюдающиеся в узкой области ядер вблизи $Z \approx 92$ и $N \geq 126$, не описывающиеся в рамках статистической модели девозбуждения [8].

Исходя из всех этих соображений, мы провели дополнительные эксперименты по измерению сечений и функций возбуждения для xn -, pxn - и αxn -реакций при облучении мишени из ^{208}Pb ионами ^{22}Ne с энергией от 110 до 155 МэВ. Полученные данные, наряду с измеренными нами ранее сечениями образования нейтронодефицитных изотопов U , Pa и Th в реакциях $^{20,22}Ne + ^{208}Pb$ и $^{27}Al + ^{197}Au$ [9—12], позволяют достаточно подробно проследить изменение сечений образования нуклидов в области $Th — U$ при уменьшении числа нейтронов от 134 до 124. Анализ экспериментальных данных и их сравнение с результатами расчетов по статистической модели девозбуждения компанд-ядра и являются предметом настоящей публикации.

Экспериментальная методика и результаты измерений

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались пучки ионов ^{22}Ne с начальными энергиями 130 и 160 МэВ. Интенсивность пучка на мишени ограничивалась и в среднем была равной $2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Изменение энергии бомбардирующих ионов с шагом 3 + 6 МэВ проводилось с помощью алюминиевых и титановых поглотителей. Энергия бомбардирующих частиц измерялась полупроводниковыми детекторами, расположенными до и после мишени, по энергии ионов, рассеянных на угол 30° на тонкой золотой фольге (250 мкг/см^2) или веществе мишени. Калибровка детектора и электронного тракта осуществлялась с помощью стандартных α -источников.

В экспериментах использовалась вращающаяся мишень из разделенного изотопа — ^{208}Pb с обогащением 99%, напыленного на 66 мкм Al фольгу. Средняя толщина мишени составляла 400 мкг/см^2 , неоднородность по толщине $\pm 150 \text{ мкг/см}^2$.

Продукты реакций полного слияния отделялись от продуктов реакций глубоконеупругих передач и бомбардирующих ионов с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА [13]. Это трехступенчатый электростатистический сепаратор с телесным углом захвата 15 мср и полосой пропускания $\pm 10\%$ по электрической жесткости. При быстроедействии, близком к одной микросекунде, он обеспечивает эффективное разделение продуктов реакций полного слияния, продуктов реакций передач и частиц бомбардирующего пучка. Эффективность сепарации измерялась с использованием калибровочной реакции $^{22}\text{Ne} + \text{ест. W}$ (240 мкг/см^2) и составляла в данных экспериментах $(3,0 \pm 0,5)\%$ для продуктов xn - и xpn -реакций. С учетом поправок, связанных с различием толщин рабочей и калибровочной мишеней, это соответствует эффективности сепарации $(2 \pm 0,4)\%$ в рабочих облучениях со свинцовой мишенью. Для продуктов αxn -реакций величина эффективности сепарации при вычислении сечений уменьшалась в шесть раз из-за их более широкого углового распределения. Коэффициент уменьшения эффективности сепарации для αxn -канала девозуждения был измерен нами ранее в близкой к исследуемой реакции $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ [5].

Регистрация ядер отдачи и измерение энергий их α -распадов осуществлялось в фокальной плоскости сепаратора детектирующей системой [14], состоящей из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов с временным разрешением 0,5 нс и восьмистрипового подупроводникового детектора размером $60 \times 60 \text{ мм}$ и разрешением $\approx 15 \text{ кэВ}$ для α -частиц с энергиями в диапазоне энергий от 6 до 9 МэВ. Для предварительной калибровки поупроводникового детектора использовался внешний α -источник — ^{226}Ra . Окончательная калибровка детектора проводилась с помощью имплантированных в детектор α -излучателей — продуктов реакций $^{22}\text{Ne} + \text{W, Os, Pt}$. Электронная аппаратура детектирующего модуля обеспечивала запись всех событий, связанных с приходом в детектор ядер отдачи (ER) и последующих α -распадов с фиксацией времени каждого события с микросекундной точностью. Последующий времяамплитудный корреляционный анализ всего массива зарегистрированных событий позволял выявлять генетически связанные цепочки α -распадов и идентифицировать первичный нуклид по его дочерним продуктам. В свою очередь, из анализа временного распределения ER- α_1 - α_2 -корреляций можно было определить период полураспада материнского ядра.

Основные характеристики α -распада нейтродефицитных изотопов $^{223-226}\text{U}$ исследовались ранее в ряде работ [9,10,15,16]. Полученные в наших экспериментах данные об энергиях и периодах α -распада в большинстве случаев хорошо согласуются с уже известными данными. Некоторое расхождение наблюдается только для величин периодов полураспада изотопов $^{223,225}\text{U}$. Так, для ^{225}U период полураспада, измеренный в наших экспериментах, получился равным $(60 \pm 10) \text{ мс}$. Измеренная величина практически совпадает со значением периода полураспада для этого изотопа, полученным усреднением значений периодов полураспада, приведенных в работах [9,15,16]. Относительные интенсивности α -переходов с энергиями 7,87 МэВ и 7,83 МэВ равны

Таблица. Сечения образования испарительных продуктов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$

E _{лаб.} , МэВ	E _{возб.} , МэВ	Сечения образования, мкб													
		4n	5n	6n	7n	p5n	p6n	p7n	α2n	α3n	α4n	α5n	α6n	α7n	
101	31	0,7							210	140					
109	38	6,0							310	330					
112	41	3,1	0,5						60	380	50				
116	45	0,8	1,9						40	310	90				
122	50	0,2	1,8	0,3					20	120	230	50			
130	57		0,9	0,9		1,4	0,1			30	250	250	20		
137	64		0,4	0,2	0,1	3,7	0,3			10	60	310	50		
142	68			0,1	0,3	1,1	1,9	0,4			40	280	120	10	
148	74				0,2	0,9	2,6	0,4			20	120	200	30	
153	78				0,1	0,7	2,2	0,8				60	140	80	

(84 ± 5)% и (16 ± 5)% соответственно, что подтверждает данные работы [16]. Для изотопа ^{223}U период полураспада, измеренный по 35 корреляциям типа ER- α_1 - α_2 - α_3 , оказался равным (55 ± 10) мкс, то есть практически в три раза больше величины, приведенной в работе [10]. Мы считаем, что полученное в настоящих экспериментах значение периода полураспада ^{223}U более точно, так как для измерений был использован существенно больший массив данных.

Статистическая точность измерений выходов отдельных нуклидов составляла в данных экспериментах ±(15 + 20)% для изотопов урана и протактиния и ±(5 + 10)% для изотопов Th. Для изотопов Th она, в основном, определялась точностью учета фона под выделенным α-пиком. Точность определения величин сечений образования испарительных продуктов определяется также точностью измерения эффективности сепарации, толщины мишени и потока ионов, прошедшего через мишень. С учетом этих факторов точность определения абсолютных величин сечений составляла в данных экспериментах ± 50%. Точность измерения относительных величин сечений была в два-три раза лучше.

При вычислении энергии возбуждения компаунд-ядра нами использовались экспериментальные значения масс нуклидов, взятые из таблиц [17]. Измеренные в диапазоне энергий возбуждения компаунд-ядра ^{230}U от 30 до 80 МэВ величины сечений образования для изотопов U, Pa и Th приведены в таблице.

Сравнение экспериментальных данных с расчетом по программе NIVAP и обсуждение результатов

Для анализа экспериментальных данных мы использовали хорошо апробированный во многих работах код NIVAP [18], в котором сечения образования испарительных продуктов в реакциях полного слияния вычисляются в рамках статистической модели девозбуждения компаунд-ядра. При вычислении плотности уровней в расчетах использовались хорошо известные соотношения модели ферми-газа (без учета эффектов коллективного усиления) с феноменологическим учетом оболочечных эффектов в параметре плотности уровней по Игнатию [19].

$$a_{\nu}(E^*) = \tilde{a}_{\nu} \{ 1 + [1 - \exp(-E^*/D)] \Delta W_{\nu}(A, Z) / E^* \},$$

где E^* — энергия возбуждения составного ядра, $D = 18,5$ МэВ — «длина ослабления» оболочечных эффектов, а $\Delta W_{\nu}(A, Z)$ — оболочечная поправка к массе ядра, образовавшегося после испускания частицы ν (нейтрона, протона или α -частицы). Параметр плотности уровней в делительном канале мы считали не зависящим от энергии возбуждения и равным асимптотическому значению параметра плотности уровней \tilde{a}_f в канале с испарением частиц \tilde{a}_{ν} . Таким образом, отношение асимптотических значений параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах — $\tilde{a}_f / \tilde{a}_{\nu}$ — в расчетах принималось равным единице. Экспериментальные аргументы в пользу выбора такого значения для $\tilde{a}_f / \tilde{a}_{\nu}$ подробно обсуждались нами в работе [6]. Значения угловых моментов, уносимые испаряющимися частицами, считались равными $1\hbar$, $1\hbar$ и $3\hbar$ для нейтронов, протонов и α -частиц соответственно. При расчетах использовались экспериментальные значения для энергий связи нейтронов, протонов и α -частиц с учетом поправок на эффекты спаривания.

Полный барьер деления вычислялся как сумма величин жидкокапельного и оболочечного компонентов барьера деления.

$$B_f(l) = CB_f^{LD}(l) + B_f^{\text{Shell}},$$

Величина жидкокапельного компонента барьера деления (B_f^{LD}) рассчитывалась по модели заряженной жидкой капли Коена — Плазила — Святецкого [20]. Величина оболочечного компонента деления — (B_f^{Shell}) принималась равной разности между капельной [21] и экспериментально измеренной [17] массами нуклида, то есть равной модулю величины $\Delta W_{\nu}(A, Z)$. Коэффициент C при жидкокапельном компоненте барьера деления использовался в расчетах как подгоночный параметр. В качестве экспериментальных данных при сравнении с расчетом использовались величины сечений образования нуклидов в максимумах их выходов.

Как следует из экспериментальных данных, приведенных в таблице, характерной особенностью исследованной реакции является доминирование в испарительном канале нуклидов, образующихся в αn -реакциях. В этом смысле она существенно отличает-

ся от других реакций, исследованных нами раньше и приводящих к образованию компаунд-ядер с $Z \leq 89$. Даже при относительно небольших энергиях возбуждения компаунд-ядра (≈ 35 МэВ) сечения αxn -реакций уже превосходят сечения xn - и pxn -реакций на два порядка величины. С ростом энергии возбуждения различия в величинах сечений увеличиваются за счет быстрого уменьшения сечений xn -реакций и практически достигают трех порядков величины. Как уже говорилось во введении, в работе [8] было показано, что большое различие сечений приводит к значительным трудностям при попытках их модельного описания с одним набором параметров. Поэтому есть основания полагать, что в исследуемой реакции величины сечений для различных мод испарительного канала будут в значительной степени определяться не только делимостью нуклидов, но и корректностью расчета вероятности испарения заряженных частиц.

Ранее в ряде работ [22,23] было показано, что для правильного описания в рамках программы HIVAP сечений и αxn -каналов в реакциях с тяжелыми ионами необходимо на 15—25% уменьшить расчетную величину кулоновского барьера для α -частиц. Такая рекомендация в общем согласуется с выводами работы [24], в которой информация о величинах кулоновских барьеров для различных ядер при испарении ими α -частиц извлекалась из анализа экспериментально измеренных испарительных α -спектров. Для того чтобы проверить, является ли уменьшение кулоновского барьера необходимым условием для правильного расчета сечений в области исследуемых нами ядер, мы провели с использованием программы HIVAP расчеты сечений образования испарительных продуктов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$. Из сравнения результатов расчетов с экспериментально измеренными сечениями для xn -, pxn - и αxn -реакций [5] было установлено, что уменьшение кулоновского барьера на 15% в канале испарения α -частиц приводит к лучшему согласию данных. Поэтому во всех дальнейших расчетах сечений образования испарительных продуктов кулоновский барьер для α -частиц учитывался нами с коэффициентом 0,85.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными проводилось для трех типов каналов девозбуждения компаунд-ядра — xn , pxn и αxn , но основным являлся xn -канал. Прежде всего это связано с тем, что для данного канала наблюдается наиболее значительный диапазон изменения сечений, и поэтому этот набор данных наименее критичен к ошибкам в измерении сечений. На рис.1 приведена компиляция экспериментальных данных для величин сечений образования нейтрондефицитных изотопов урана в xn -реакциях с ионами с $A \leq 40$. Наряду с сечениями, измеренными в настоящей работе, использованы также данные из работ [9—12], в которых исследовались реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au}$. Следует отметить, что для изотопов $^{218,219}\text{U}$ ошибка в определении величин сечений в максимумах выходов несколько больше и составляет $\begin{pmatrix} +150\% \\ -50\% \end{pmatrix}$. Это связано прежде всего с тем, что поперечные сечения в реакции $^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au}$ [11,12] были измерены только при двух значениях энергии бомбардирующих ионов 151 и 162 МэВ, что и приводит к дополнительной неопределенности в определении величины сечения в максимуме выхода. Точками на

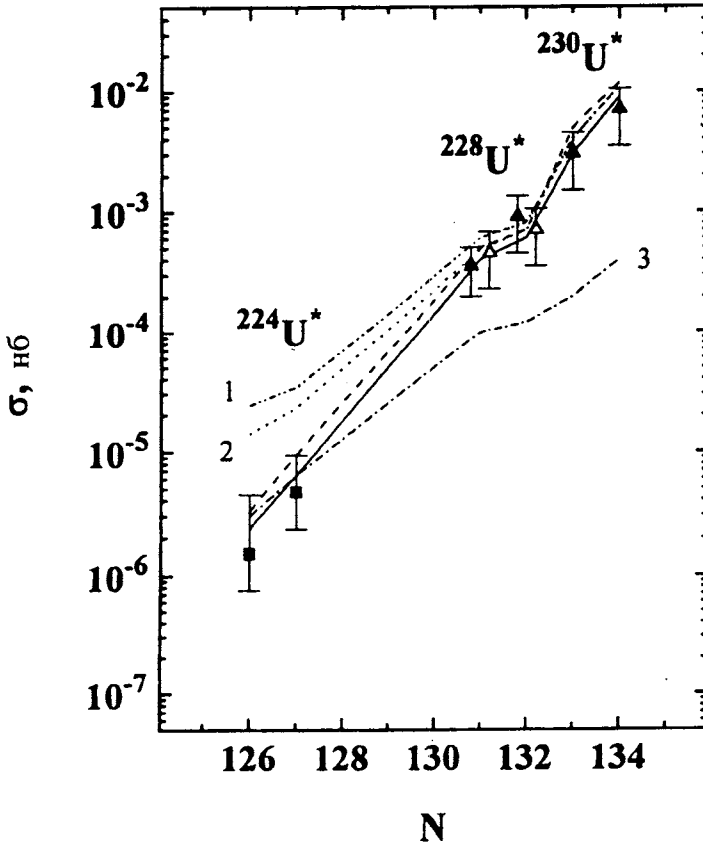
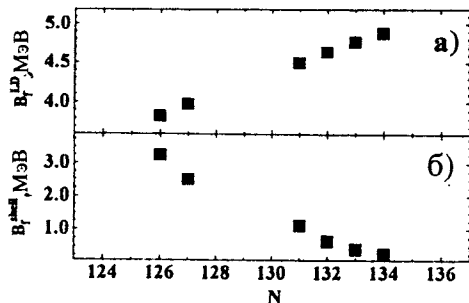


Рис.1. Экспериментальные и расчетные значения сечений в максимумах выходов для α -реакций. (Объяснения обозначений см. в тексте)

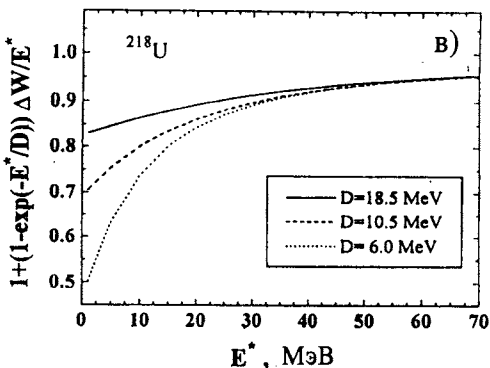
рис.1 показаны экспериментальные значения величин сечений в максимумах выходов, линиями — результаты расчетов по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, сделанные с использованием программы NIVAP. Величины для жидкокапельных и оболочечных компонентов барьеров деления, использовавшиеся в расчетах, приведены в верхней части рис.2.

Штрихпунктирной линией (1) на рис.1 показаны результаты расчетов, сделанные с использованием стандартного подхода для учета оболочечных эффектов, описанного в начале этого раздела статьи. В этих расчетах нами использовался только один подгоночный параметр — коэффициент C , значение которого оказалось равным 0,65. Такое значение коэффициента C при жидкокапельном барьере деления является типичным для большинства ядер в области от Pb до U [6,7]. Однако, как следует из рисунка, при использовании такого подхода хорошее согласие расчета и экспериментальных данных наблюдается только для изотопов с $130 \leq N \leq 134$. Расчетные значения сечений образо-

Рис.2. Величины жидкокапельного (а) и оболочечного (б) компонентов барьера деления для нейтронодефицитных изотопов урана. в) Зависимость параметра плотности уровней от энергии возбуждения для трех значений параметра D : 18,5 МэВ, 10,5 МэВ и 6,0 МэВ



вания нейтронодефицитных изотопов $^{218,219}\text{U}$ с числами нейтронов, равными 126 и 127, оказываются завышенными в $10 + 20$ раз. Как показали дополнительные расчеты, для правильного описания сечений образования этих изотопов было бы необходимо уменьшить значение коэффициента C до величины 0,45 (линия 3 на рис.1). Однако, как видно из рисунка, в этом случае неправильно описываются сечения образования более тяжелых изотопов.



Нами была проверена «устойчивость» расчетов относительно возможной систематической ошибки в определении величин оболочечных поправок к основному состоянию. Для этого величины оболочечных поправок в формуле для плотности уровней и барьере деления у всех нуклидов в испарительной цепочке одновременно уменьшались или увеличивались на 30%. По абсолютной величине такое варьирование соответствовало изменению оболочечной поправки на $\pm 0,8$ МэВ для конечных ядер в испарительном каскаде. Результат расчетов для варианта с уменьшенным значением оболочечной поправки показан на рис.1 линией 2. Из рисунка видно, что даже такое, достаточно сильное, варьирование величины оболочечной поправки приводит к изменению величин расчетных сечений только на фактор 2—3 и не может быть использовано для объяснения малых значений величин сечений образования изотопов $^{218,219}\text{U}$. В принципе это не удивительно, так как учет оболочечной поправки в плотности уровней приводит к уменьшению испарительной ширины, а в барьере деления — к уменьшению делительной ширины. Поэтому синхронное изменение оболочечной поправки в делительном и испарительном каналах приводит к сильному компенсационному эффекту при расчетах величин сечений.

Хорошее согласие экспериментальных и расчетных сечений можно получить, если использовать предложенный в работах [1,2] и уже упоминавшийся во введении метод уменьшения параметра D при вычислении плотности уровней в канале испарения частиц. Результаты таких расчетов с $D = 10,5$ МэВ и $C = 0,65$ показаны на рис.1 штриховой линией. Как видно из рисунка, при таком наборе параметров удается одновременно описать как сечения образования изотопов со значительным вкладом оболочечных эффектов, так и практически нулевым. Однако нам представляется необ-

ходимым сделать короткий комментарий к обоснованности использования данного подхода. В нижней части рис.2 приведены три кривые для зависимости величины параметра плотности уровней в испарительном канале — a_v — от энергии возбуждения ядра.

Расчеты сделаны для нуклида ^{218}U при значениях параметра D , равных 18,5 МэВ, 10,5 МэВ и 6,0 МэВ соответственно. Из рисунка следует, что уменьшение параметра D приводит к уменьшению параметра плотности уровней, особенно при низких энергиях возбуждения, и следовательно, к усилению оболочечных эффектов в плотности уровней в испарительном канале. Так как при этом величина барьера деления и, следовательно, плотность уровней в делительном канале остаются в расчетах неизменными, то это приводит к увеличению парциальной делительной ширины и уменьшению сечений образования испарительных продуктов. Необходимо напомнить, что численное значение параметра $D = 18,5$ МэВ было получено из анализа большого массива экспериментальных данных о плотностях уровней ядер при энергии связи нейтрона [19], в том числе и для ядер, близких к дважды магическим. Поэтому уменьшение в расчетах параметра D равносильно утверждению, что оболочечные эффекты в плотности уровней у нейтронодефицитных изотопов U с $N \approx 126$ выражены гораздо сильнее, чем у таких же изотопов Pb или Bi. Это представляется маловероятным, и поэтому необходимо либо полностью отказаться от этого подхода, либо подыскать для него другую интерпретацию. Однако, как это явно следует из рис.2, уменьшение параметра D в расчетах ни в коей мере не может быть интерпретировано как «быстрое ослабление оболочечных эффектов» [1,2].

Представляется достаточно логичным связать расхождение расчетных и экспериментальных значений сечений, наблюдаемое для изотопов урана с $N \approx 126$, с предложенным в работе [4] и не учитываемым в расчетах по программе HIVAP эффектом коллективного усиления, значительно увеличивающим относительную вероятность делительной моды распада для ядер, близких к магическим. Количественные оценки, сделанные на основе предложенных в работе [4] формул для учета эффекта коллективного усиления, показывают, что плотность вращательных уровней в основном и седловом состояниях для близких к магическим изотопов урана отличается в $40 + 50$ раз. Этого вполне достаточно для того, чтобы объяснить наблюдаемое в эксперименте уменьшение сечений. Более однозначные выводы сделать трудно. В модели коллективного усиления отсутствует алгоритм вычисления зависимости величины эффекта от N и Z нуклида, и поэтому невозможно рассчитать всю цепочку девозбуждения от начального компаунд-ядра. В то же время не вызывает сомнений, что такая зависимость должна существовать. Более того, из обсуждаемых экспериментальных данных следует, что эффект коллективного усиления должен работать только в очень узкой области ядер и практически исчезать при отличии числа нейтронов в ядре на 2—3 единицы от магического.

И, наконец, мы хотели бы обратить внимание на несколько неожиданный, но достаточно интересный и возможно наиболее простой вариант решения проблемы учета влияния оболочечных эффектов в делительном канале на сечения образования испарительных продуктов. Шпильной линией на рис.1 показан вариант расчета, в котором на подгоночный коэффициент $C = 0,65$ умножалось суммарное значение барьера

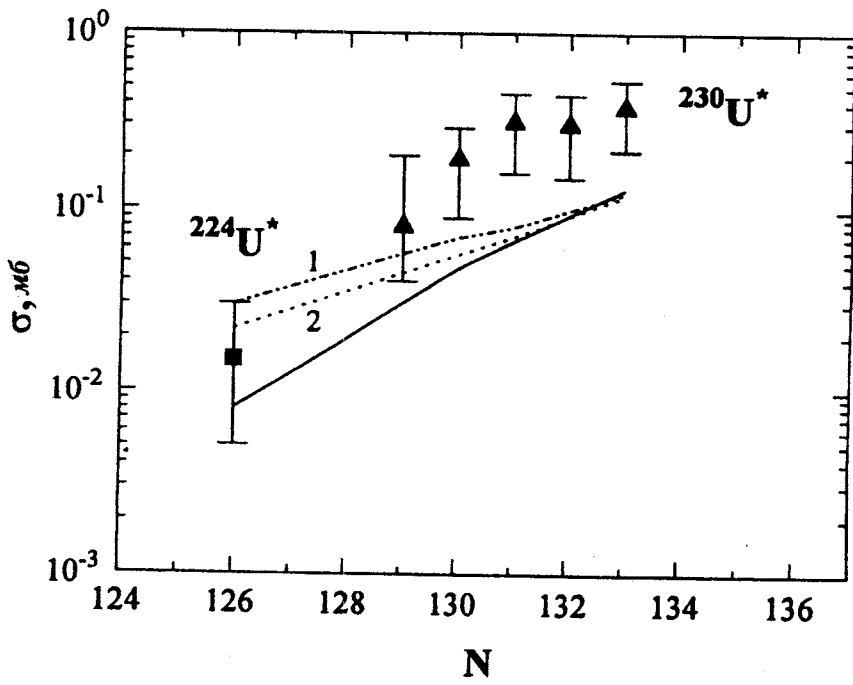


Рис.3. Экспериментальные и расчетные значения сечений в максимумах выходов для α hп-реакций. Обозначения, как на рис.1

деления, а не только его жидкокапельная часть. Из рисунка видно, что этот вариант расчета хорошо описывает величины сечений для hп-реакций во всей исследованной области ядер. Новый вариант расчета также несколько лучше согласуется с относительным ходом сечений для α hп-реакций (см. рис.3).

Так как в расчетах по статистической модели барьер деления математически эквивалентен «энергии связи» делительного канала, то вычитание из его оболочечного компонента некоторой части представляется вполне допустимой процедурой при вычислении плотности уровней в делительном канале. По крайней мере такой же подход широко используется в испарительных каналах при вычитании энергии спаривания из энергии связи частицы и дает хорошие результаты. В то же время для учета влияния структурных квантовых эффектов на вероятность различных испарительных каналов традиционно и достаточно успешно используется метод варьирования параметра плотности уровней — a_v — на основе либо феноменологического [19], либо полуэмпирического [25] подходов. При этом следует отметить, что отношения парциальных ширин для различных испарительных каналов, и следовательно, отношения их сечений, более чувствительны к изменению величины оболочечной поправки при испарении одного или нескольких нуклонов, чем к ее абсолютной величине. Для делительного канала ситуация принципиально другая. Основным фактором, определяющим делительную

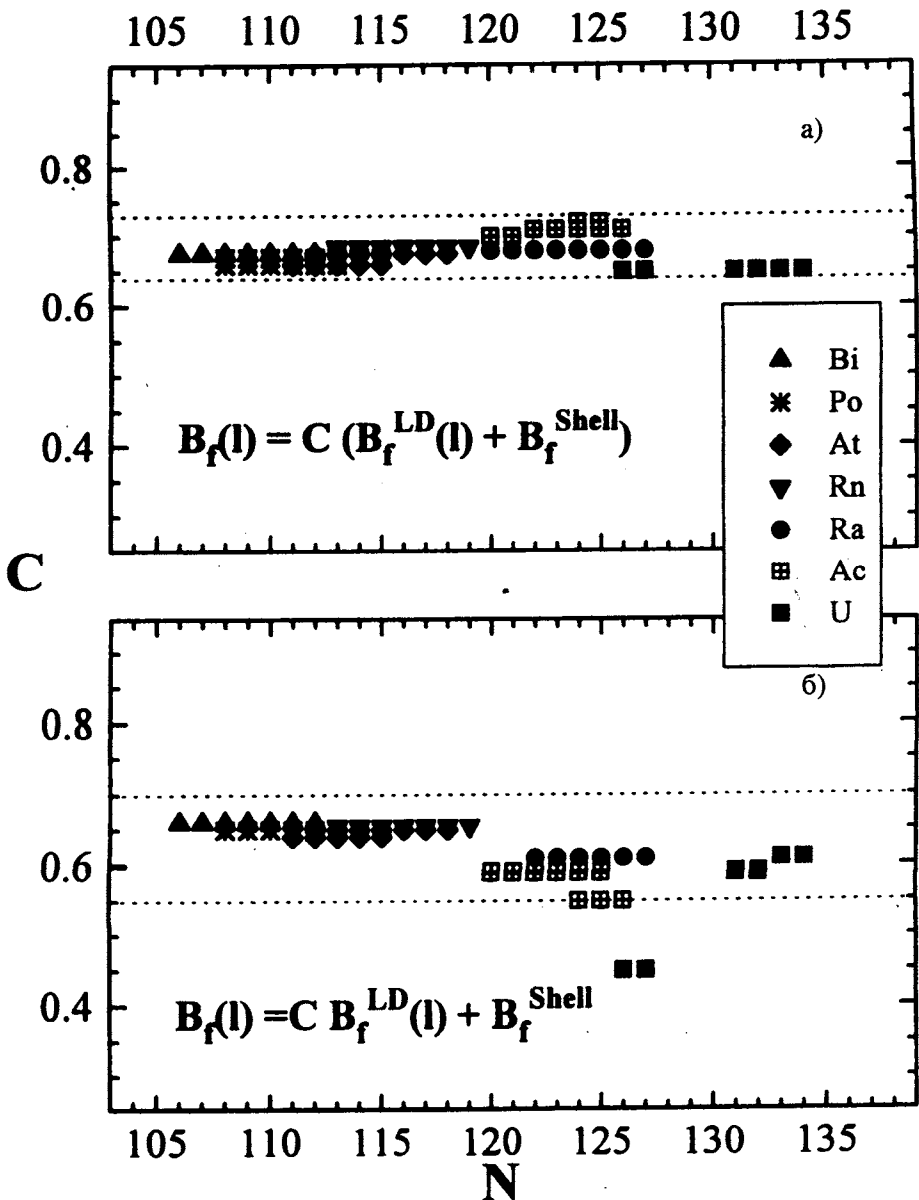


Рис.4. Оптимальные значения параметра C , необходимые для правильного расчета сечений образования нейтрондефицитных изотопов в области от Bi до U в реакциях с тяжелыми ионами с $A \leq 40$: а) при расчетах с коэффициентом C при полном барьере деления; б) только при жидкокапельном компоненте барьера

парциальную ширину при расчете, является абсолютная величина суммарного оболочечного и капельного барьера, что делает ситуацию более похожей на ситуацию с энергией спаривания в испарительном канале.

Другое возможное обоснование использования данного подхода можно связать с учетом таким способом эффектов коллективного усиления для делительной моды распада. Действительно, эффект коллективного усиления уменьшает для сферических ядер стабилизирующее влияние оболочечного компонента барьера деления и тем самым как бы уменьшает его «эффективную» величину. Логично также предположить, что при этом величина уменьшения оболочечного компонента барьера будет зависеть от его абсолютной величины, а более конкретно — возрастать с ростом абсолютной величины оболочечной поправки. В предложенном нами подходе использован самый простой вариант для описания такой корреляции, а именно — прямая пропорциональность. Некоторое удивление вызывает, правда, тот факт, что значения коэффициентов оказались близкими для капельного и оболочечного компонентов барьеров деления.

Для проверки универсальности предложенного подхода с его использованием были сделаны расчеты сечений образования испарительных продуктов для других реакций, экспериментально исследованных нами ранее [7]. Это достаточно большой массив экспериментальных данных, включающий в себя сечения образования около 50 ядер-продуктов в более чем 15 реакциях. Результаты расчетов представлены на рис.4 а и б, на которых приведены оптимальные значения коэффициентов C , полученные из сравнения экспериментальных и расчетных величин сечений. На рис.4а показаны результаты расчетов, в которых подгоночный параметр C использовался для суммарного барьера деления. На рис.4б, взятом из работы [7] и дополненном данными по изотопам урана, показаны результаты расчетов, сделанных в рамках стандартного подхода к учету оболочечных эффектов. Из сравнения следует, что новый вариант учета оболочечного эффекта в делительном канале лучше описывает взятый для анализа массив экспериментальных данных. При его использовании практически исчезает необходимость варьирования величины коэффициента C для правильного описания сечений образования нуклидов с $N \simeq 126$ [7]. При этом в схему расчета не вводится новых варьируемых параметров, что можно рассматривать как дополнительное преимущество предлагаемого подхода.

В конце статьи хочется сделать еще одно замечание, объясняющее наш подход к интерпретации экспериментальных данных. Мы не считаем, что получающаяся при моделировании достаточно сложного физического процесса математическая простота в описании его результатов является однозначным указанием на простоту самого процесса. Прежде всего такой результат подчеркивает существование ограничений при использовании этого массива экспериментальных данных для обоснования одновременного присутствия нескольких физических явлений в исследуемом процессе и тем более определении из экспериментальных данных численных значений их параметров. В свою очередь, установление такого факта необходимо, так как это позволяет более критично подходить как к обоснованности тех или иных положений в модели процесса, так и к важности и возможному значению вновь планируемых экспериментов.

Авторы благодарны профессору Ю.Ц.Оганесяну за поддержку и интерес к работе, к.ф.-м.н. Ю.А.Музычке и Б.И.Пустыльнику за полезные обсуждения и сделанные замечания, А.В.Тараненко за помощь в экспериментах.

Литература

1. Schmidt K.-H., Faust W., Munzenberg G. et al. — Phys. and Chem. Fission, 1979, Vienna: IAEA, 1980, v.1, p.409.
2. Sahm C.-C., Clerc H.-G., Schmidt K.-H. et al. — Nucl. Phys., 1985, A441, p.316.
3. Игнатюк А.В., Сиренкин Г.Н., Иткис М.Г. и др. — ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.709.
4. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Сиренкин Г.Н. — ЯФ, 1983, т.37, с.316.
5. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — Nucl. Phys., 1994, A568, p.323.
6. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1995, №4[72]-95, с.43.
7. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Веселски М. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1995, т.5[73]-95, с.57.
8. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — In: Proc. Int. Symp. «Towards a Unified Picture of Nuclear Dynamics». Nikko — New York AIP, 1991, p.499.
9. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — ЯФ, т.50, вып.9, 1989, с.619.
10. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — ЯФ, т.53, №4, 1991, с.895.
11. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — Z. Phys., 1992, A342, p.123.
12. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — Z. Phys., 1993, A345, p.247.
13. Yerein A.V., Andreyev A.N., Bogdanov D.D. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1994, A350, p.608.
14. Andreyev A.N., Bashevoy V.V., Bogdanov D.D. et al. — NIM, 1995, A364, p.342.
15. Toth K.S., Kim H.J., McConnell J.W. et al. — Phys. Rev., 1992, C45, p.856.
16. Hessberger F.P., Gäggeler H., Armsbruster P. et al. — Z. Phys., 1989, A333, p.111.
17. Wapstra A.H., Audi G., Hoekstra R. — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1988, v.39, p.281.
18. Reisdorf W. — Z. Phys., 1981, A300, p.227.
19. Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N., Tischin A.S. — Yad. Fiz. 21, 1975, p.485.
20. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. — Ann. Phys. 82., 1975, p.485.
21. Myers W.D., Swiatecki W.J. — Ark. Fyz. 36, 1967, p.343.
22. Vermeulen D., Clerc H.-G., Sahm C.-C. et al. — Z. Phys., 1984, A318, p.157.
23. Hessberger F.P., Ninov V., Hofmann S. et al. — Proc. of International School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, 1993, vol.11, p.3.
24. Alexander J.M., Guerreau D., Vaz L.C. — Z. Phys., 1982, A305, p.313.
25. Gilbert A., Cameron A.G.W. — Can J. Phys., 1965, 43, p.1446.