

УДК 539.17.012

539.142.2

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ПРОДУКТОВ В РЕАКЦИИ $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БОМБАРДИРУЮЩИХ ИОНОВ $6,0 \div 10,0$ МэВ/нуклон

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, М.Весельски, А.В.Еремин,
А.П.Кабаченко, О.Н.Малышев, Ю.Ц.Оганесян, А.Г.Попеко,
И.Рохач, Р.Н.Сагайдак, Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин, Ш.Шаро**

В реакции $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$ измерены сечения образования испарительных продуктов в xn -, $p xn$ - и αxn -каналах девозбуждения компаунд-ядра ^{212}Rn в диапазоне энергий возбуждения от 80 до 160 МэВ. Сравнение экспериментальных данных с расчетами по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра показало, что необходимым условием согласия экспериментальных и расчетных данных является уменьшение величин жидкокапельных барьеров деления для нейтронодефицитных изотопов Rn, At и Po на 30 + 40% по сравнению с барьерами, получаемыми в расчетах по моделям Коена — Плазила — Святецкого или Сирка. Проведенный дополнительно анализ большого массива экспериментальных данных (около 15 комбинаций мишень — частица и 50 ядер-продуктов) показал, что уменьшение жидкокапельных барьеров деления на 30 + 40% по сравнению с теоретическими предсказаниями носит универсальный характер и наблюдается для всех нейтронодефицитных нуклидов в области от Bi до U.

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

Statistical Model and Production Cross Sections for Evaporation Residues in the Reaction $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$ at the Ion Bombarding Energies $6.0 \div 10.0$ MeV/nucleon

A.N.Andreyev et al.

Production cross sections were measured for evaporation residues obtained in xn -, $p xn$ -, and αxn -deexcitation channels of the ^{212}Rn compound nucleus created in the excitation energy range of 80—160 MeV in the reaction $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$. The comparison of the experimental cross sections and the values, calculated using the statistical model of compound nucleus deexcitation (HIVAP code) showed that an inevitable condition for the agreement of experimental and calculated values is the lowering of the liquid drop fission barrier height for neutron deficient nuclei of Rn, At, and Po by 30 + 40% in comparison with the barriers, obtained from calculations using the Cohen — Plasil — Swiatecki or Sierk models. An ad-

*Университет имени Яна Коменского, Братислава, Словакия

ditional analysis of a large number of experimental data on the evaporation residue cross sections have showed that the decrease of the liquid drop fission barrier values by 30 + 40%, in comparison with the theoretical ones, has a universal character and is observed for all neutron deficient nuclei from Bi to U.

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

Введение

Известно, что для компаунд-ядер с $Z \geq 82$, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, сечение деления совпадает или близко к сечению слияния даже в околобарьерной области энергий бомбардирующих ионов. По этой причине в этой области ядер резко уменьшается чувствительность метода определения барьеров деления по форме и положению функции возбуждения делительной моды распада, успешно используемого для более легких ядер (см., например, обзор [1]). Как следствие, требования к точности измерения сечений деления, необходимой для определения величин барьеров, резко возрастают и практически выходят за пределы реальных возможностей эксперимента.

В то же время неоднократно отмечалось (см., например, [2]), что в этом случае чувствительным и практически универсальным методом определения барьеров деления и других характеристик возбужденных ядер, использующихся при описании процесса девозбуждения компаунд-ядра в рамках статистической модели испарения, может стать анализ сечений образования испарительных продуктов. Реально достижимая чувствительность такого подхода была, в частности, продемонстрирована в работах [3,4] на примере анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов Bi с массовыми числами $187 \leq A \leq 192$, образующихся в реакциях полного слияния с ионами ^{40}Ca и ^{40}Ar . Было показано, что для этих нуклидов увеличение барьера деления на ~20% приводит к росту расчетных сечений испарительных реакций на полтора порядка величины, в то время как сравнительно легко достижимая точность измерения абсолютных величин сечений составляет фактор $1,5 + 2,0$. Таким образом, при сравнении результатов расчета с экспериментом может быть получена высокая точность определения величин барьеров деления, как параметров в рамках используемой в расчетах модели испарительного девозбуждения компаунд-ядра. Вопрос о степени соответствия величин барьеров деления, извлекаемых при таком анализе, их реальным значениям, в данном случае, в большей степени становится вопросом о достоверности и обоснованности использованных в расчетной модели подходов и сделанных предположений. Ответ на этот вопрос не представляется простым и требует, как минимум, проведения систематических экспериментальных данных и его последующего анализа.

В предыдущих работах нами были измерены сечения и проведено сравнение экспериментальных данных с расчетными величинами сечений образования испарительных продуктов, образующихся при девозбуждении компаунд-ядер $^{191,193,199}\text{Bi}$ [4,5], $^{200,202}\text{Po}$ [6,7], $^{199,205,207}\text{At}$ [8,9], $^{216,218,220}\text{Ra}$ [10,11], $^{217,219}\text{Ac}$ [12] и $^{228,230}\text{U}$. Настоящая работа является продолжением этих исследований для компаунд-ядра ^{212}Ra . Некоторой дополнительной особенностью данной работы является то, что большая часть экспериментальных данных относится к области энергий возбуждения компаунд-ядра выше 100 МэВ, а также то, что для расчетов сечений использовался хорошо известный код NIVAP.

Экспериментальная методика и результаты измерений

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались пучки ионов ^{22}Ne с начальными энергиями 160, 192 и 217 МэВ. Интенсивность пучка на мишени ограничивалась и в среднем была равной $2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Уменьшение энергии бомбардирующих ионов с шагом 3—6 МэВ проводилось с помощью алюминиевых и титановых поглотителей. Энергия бомбардирующих частиц измерялась полупроводниковым детектором, расположенным после мишени, по энергии ионов, рассеянных на угол 30° на веществе мишени. Калибровка детектора осуществлялась с помощью стандартных α -источников и калиброванных омических делителей. Поправки на неионизационные потери и потери энергии в «мертвом» слое детектора не учитывались. Такая методика измерений позволяет определять абсолютные значения энергий бомбардирующих ионов с $A \leq 40$ с точностью $\pm (1,0 + 1,5) \%$ или $\pm 2,0$ МэВ для описываемых экспериментов. Точность определения относительных величин энергий ионов в 2—3 раза лучше и составляет $\pm (0,7 + 1,0)$ МэВ.

В экспериментах использовалась неподвижная мишень из разделенного изотопа ^{190}Os толщиной 280 мкг/см^2 . Содержание в мишени других изотопов осмия составляло 1,02%, 0,64% и 0,47% для изотопов с массовыми числами 192, 189 и 188 соответственно. Мишень была изготовлена методом напыления на тонкую (36 мкг/см^2) графитовую подложку и с лицевой стороны была также запылена слоем графита с толщиной $\approx 5 \text{ мкг/см}^2$.

Продукты реакций полного слияния отделялись от продуктов реакций глубоконеупругих передач и бомбардирующих ионов с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА [15,16]. Это трехступенчатый электростатический 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 бомбардирующего пучка. Эффективность сепарации для продуктов реакций полного слияния зависит от массы бомбардирующего иона и для компаунд-ядер с $A > 200$ меняется от $2 + 3\%$ для реакций с ионами кислорода до $25 + 30\%$ для реакций с ионами аргона и кальция. В описываемых экспериментах эффективность сепарации измерялась в каждом облучении с использованием калибровочной реакции $^{22}\text{Ne} (135 \text{ МэВ}) + \text{ест. W} (340 \text{ мкг/см}^2)$; она составляла в различных облучениях от 3,7% до 5,3% в зависимости от режима настройки сепаратора и характеристик выведенного пучка. При измерениях эффективности сепарации применялся метод измерения отношения α -активностей в фокальной плоскости сепаратора и на сборнике, расположенном после мишени [12], а также прямое сравнение выходов α -активностей в реакциях на калибровочной или рабочей мишенях в различных облучениях. Измеренные значения эффективности использовались при вычислении сечений αn - и $\alpha n l$ -реакций. При вычислении сечений $\alpha n l$ -реакций измеренная величина эффективности сепарации уменьшалась в шесть раз из-за более широкого углового распределения продуктов для этих реакций. Коэффициент уменьшения эффективности сепарации для $\alpha n l$ -канала де возбуждения был определен нами экспериментально в близкой к исследуемой реакции $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ [12].

Регистрация ядер отдачи и измерение энергий их α -распадов осуществлялось в фокальной плоскости сепаратора детектирующей системой [17], состоящей из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов с временным разрешением 0,5 нс и восьмистрипового полупроводникового детектора размером 50×70 мм и разрешением ≈ 15 кэВ для α -частиц с энергиями в диапазоне энергий от 6 до 9 МэВ. Для «грубой» калибровки полупроводникового детектора использовался внешний α -источник — ^{226}Ra . Окончательная калибровка детектора проводилась с помощью имплантированных в детектор α -излучателей — продуктов реакций $^{22}\text{Ne} + \text{W, Os, Pt}$.

Идентификация нуклидов проводилась по энергиям их α -распадов и функциям возбуждения. Величины α -вилки, необходимые для вычисления сечений образования изотопов и изомеров Po, At и Ra в испарительных каналах реакции $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$, брались из работ [18,19]. Для изомера ^{202}At с энергией α -распада, равной 6,228 МэВ, величина α -вилки считалась равной 15% на основе систематик. Из экспериментально измеренных выходов вычитался вклад, связанный с распадом материнских нуклидов. Сечения

Таблица 1. Сечения α л-реакций при девозбуждении компаунд-ядра ^{212}Rn

$^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$								
E_{Ne} , МэВ	E^* , МэВ	Сечение, мкб						
		$7n^a$	$8n$	$9n$	$10n$	$11n$	$12n$	$13n$
129,5	78,0	27700	1700					
134,0	82,0	20400	4600					
138,0	85,5	12800	6300	130				
142,5	89,5	7000	7700	650	10			
148,5	95,0	3000	6000	2050	20			
151,0	97,5	2000	5100	2670	30			
155,5	101,5	1000	2700	3000	135			
161,0	106,0		1150	1900	370	3		
167,5	112,5		510	1400	520	10		
173,0	117,0		250	690	450	33		
176,0	119,5		180	470	340	39		
181,5	124,5			220	210	57		
187,0	129,5			130	140	58	2,0	
192,5	134,5			90	110	42	2,5	
199,5	141,0				100	29	3,6	
208,0	148,5					18	2,9	0,25
217,0	156,5					10	1,8	0,75

^{a)} вклад от реакции $8n$ не вычтен.

Таблица 2. Сечения для $p\alpha n$ - и $\alpha\alpha n$ -реакций при девозбуждении ^{212}Rn

		$^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$						
E_{Ne} , МэВ	E^* , МэВ	Сечение, мб						
		$p8n$	$p9n$	$p10n$	$p11n$	$\alpha9n$	$\alpha10n$	$\alpha11n$
151,0	97,5	1,7						
155,5	101,5	2,2	1,1					
161,0	106,0	2,2	2,9	0,12				
167,5	112,5	1,8	4,0	0,22		5,7		
173,0	117,0	1,0	4,0	0,44		6,3	0,8	
176,0	119,5	1,1	4,0	0,53		8,4	1,4	
181,5	124,5	0,7	3,0	0,88		9,9	2,5	
187,0	129,5	0,3	2,1	1,06	0,32	7,7	3,3	
192,5	134,5	0,2	1,6	1,18	0,90	6,0	3,8	1,3
199,5	141,0		1,2	1,07	0,95	4,2	3,2	1,5
208,0	148,5		0,6	0,59	1,10	3,6	2,2	2,2
217,0	156,5		0,3	0,36	1,17		2,1	2,3

образования нуклидов в основном и изомерных состояниях суммировались. При вычислениях энергии возбуждения компаунд-ядра нами использовались экспериментальные значения масс нуклидов из таблиц [20]. Полученные в результате такой обработки данных величины сечений для реакций с заданным числом и типом испарившихся частиц приведены в табл. 1 и 2, а также показаны на рис. 1 вместе с результатами расчетов по программе NIVAP.

Статистическая точность измерений выходов отдельных нуклидов составляла в данных экспериментах $\pm 5\%$ для изотопов и изомеров Rn и $\pm (10 + 15)\%$ для изотопов и изомеров At и Po. В основном, она определялась точностью учета фона под выделенным α -пиком и необходимостью учета вклада от распада материнских нуклидов (для выходов At и Po). Исключение составляют данные для выходов нуклида ^{199}Po (реакция $\alpha 9n$) в области энергий возбуждения от 106 до 118 МэВ. В этой области энергий возбуждения доля ^{199}Po , образующегося в результате α -распада ^{203}Rn , изменяется от 100% до 30% от полного выхода. Поэтому точность измерений выходов ^{199}Po в этой области энергий возбуждения меняется от $\pm 50\%$ до $\pm 25\%$.

Точность измерений величин сечений образования испарительных продуктов определяется также точностью измерений эффективности сепарации ($\pm 20\%$), толщины мишени ($\pm 5\%$) и потока ионов, прошедших через мишень. С учетом возможных систематических ошибок в измерениях, прежде всего потока ионов, мы считаем, что реальная точность измерений абсолютных величин сечений составляет в наших экспериментах $\pm 40\%$. Точность измерения относительных величин сечений в два-три раза лучше.

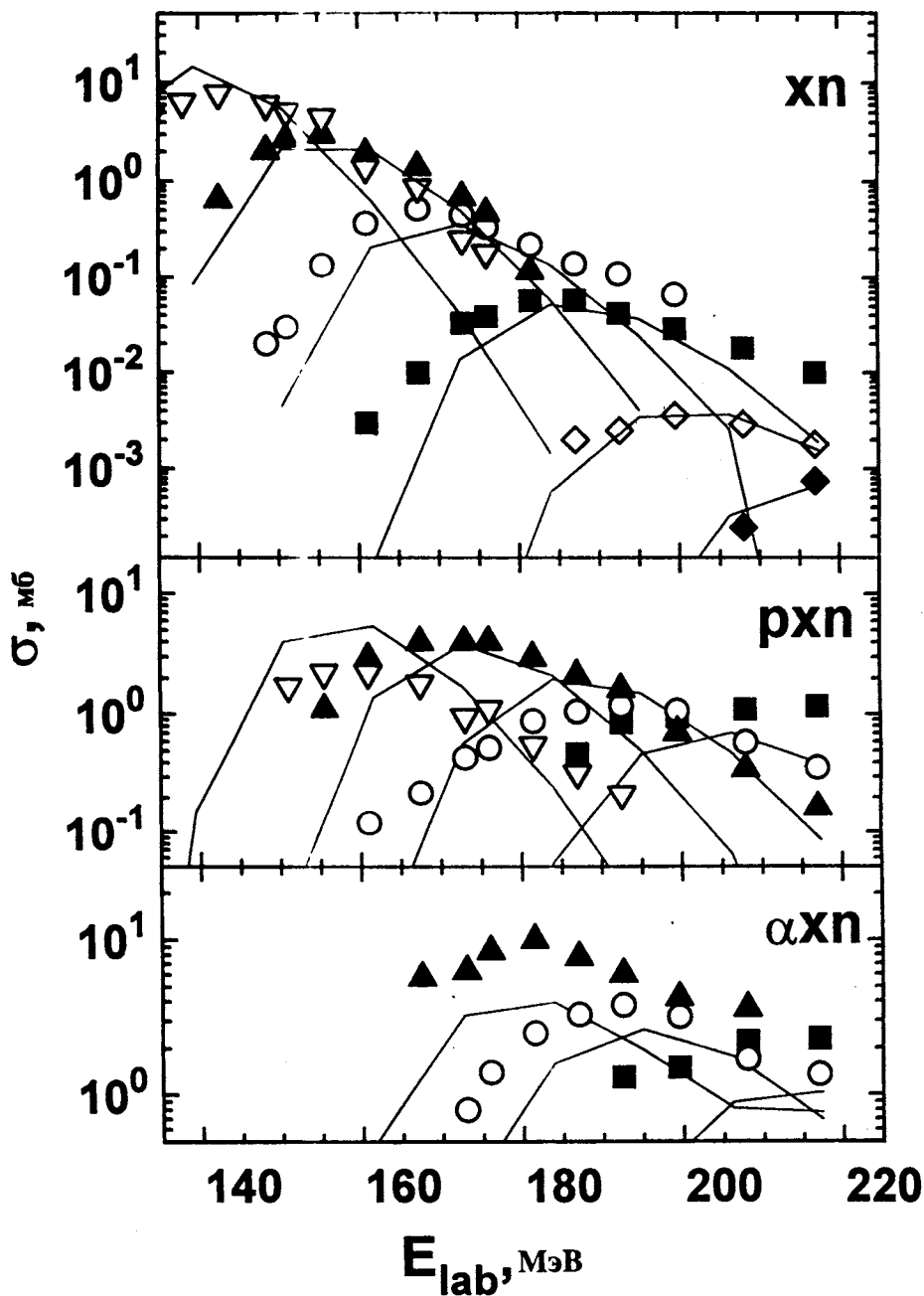


Рис.1. Функции возбуждения для xn -, pxn - и αxn -испарительных каналов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$. Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета по программе HIVAP

Сравнение экспериментальных данных с расчетом по программе HIVAP и обсуждение результатов

Этот раздел статьи можно разделить на две части. В первой части мы кратко охарактеризуем способы определения основных модельных параметров в программе HIVAP и обсудим экспериментальные данные для сечений xl -, pxl - и αxl -каналов девозбуждения компаунд-ядра ^{212}Rn . Во второй — проведем сравнение результатов расчетов по программе HIVAP со всей совокупностью ранее полученных нами данных по сечениям образования испарительных продуктов в области компаунд-ядер от Bi до U [4—14].

В данной работе для анализа экспериментальных данных мы использовали апробированный во многих работах код HIVAP [21], в котором сечения образования испарительных продуктов в реакциях полного слияния вычисляются в рамках статистической модели девозбуждения компаунд-ядра. Использование статистической модели представляется разумным и необходимым шагом на первом этапе анализа экспериментальных данных, так как в этом случае мы вначале исходим из минимального набора требований и предположений — а именно, мгновенно образовавшееся компаунд-ядро полностью термализовано и соотношения между различными модами распада определяются только их статистическими весами в фазовом пространстве.

Наиболее важной величиной в расчетах по статистической модели является плотность уровней. В наших предыдущих работах для расчетов величин сечений использовалась программа ALICE-MP [22], в которой для вычисления плотности уровней используются хорошо известные соотношения модели ферми-газа с феноменологическим учетом оболочечных эффектов в параметре плотности уровней по Игнатию [23]. Программа HIVAP позволяет провести расчеты с использованием двух вариантов описания плотности уровней. Это — уже упоминавшееся выше соотношение модели ферми-газа и предложенный В.Райсдорфом [21] модифицированный вариант, учитывающий зависимость плотности уровней от площади и кривизны поверхности ядра. Нам представлялось интересным и полезным провести прямое сравнение и определить степень влияния этих двух подходов к описанию плотности уровней на величины барьеров деления, извлекаемые при анализе экспериментальных данных. Для большей корректности сравнения остальные модельные параметры в расчетах были фиксированными. Значения угловых моментов, уносимые испаряющимися частицами, считались равными $1h$, $1h$ и $3h$ для нейтронов, протонов и α -частиц соответственно. Отношение асимптотических значений параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах — $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v$ — при расчетах с использованием модели ферми-газа принималось равным единице. Экспериментальные аргументы в пользу выбора такого значения для $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v$ подробно обсуждены нами в работе [11]. Оболочечные эффекты в плотности уровней учитывались по Игнатию [23]. Полный барьер деления считался равным сумме жидкокапельного и оболочечного компонентов барьера деления:

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

Величина жидкокапельного компонента барьера деления (B_f^{LD}) рассчитывалась по модели заряженной жидкой капли Коена — Плазила — Святецкого [24]. Величина оболочечного компонента деления (ΔB^{Shell}) принималась равной разности между капельной [25] и экспериментально измеренной [20] массами нуклида. Единственным свободным параметром в расчетах являлся коэффициент C при жидкокапельном компоненте барьера деления.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными для сечений xn -, $p xn$ - и αxn -каналов девозбуждения компаунд-ядра ^{212}Rn приведено на рис.2. Точкам показаны экспериментальные значения величин сечений в максимумах выходов; пунктиром — результаты, полученные с использованием в расчетах уравнений для плотности уровней, взятых из модели ферми-газа; линиями — результаты расчетов с учетом плотности уровней по Райсдорфу. Из рисунка видно, что оба способа расчета плотности уровней позволяют получить хорошее согласие с экспериментом как для xn -, так

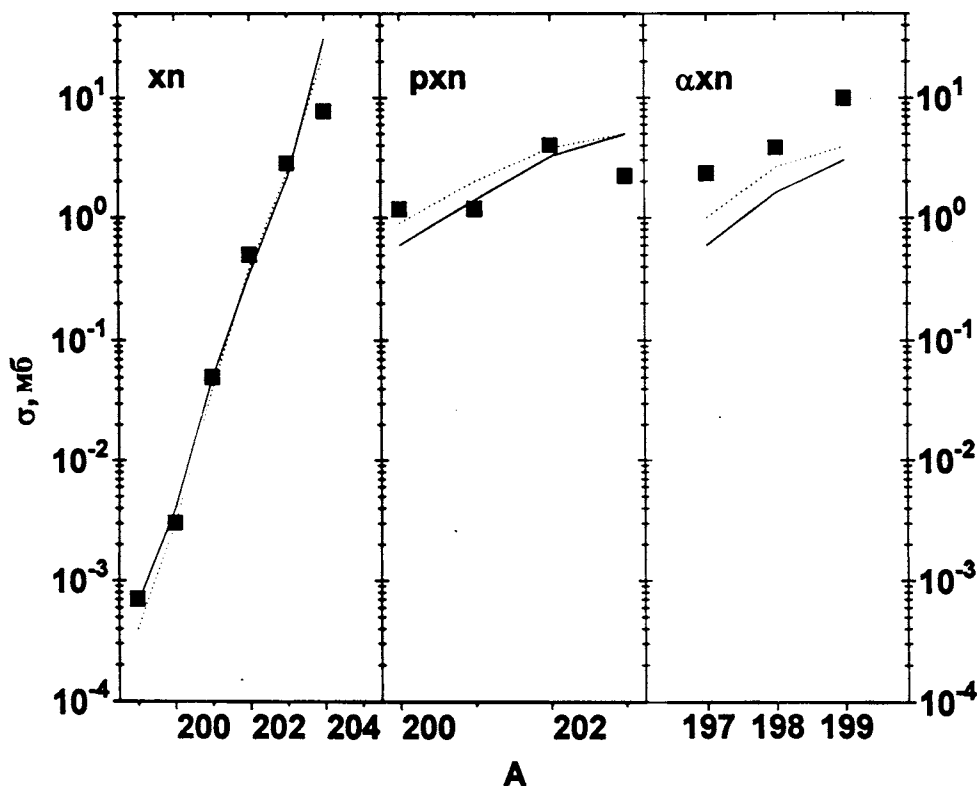


Рис.2. Сравнение результатов расчета и экспериментальных данных для величин сечений в максимумах функций возбуждения. Точки — экспериментальные данные, пунктирная и сплошная линии — результаты расчетов с использованием для вычисления плотности уровней и модели ферми-газа и варианта Райсдорфа

и для pxl -реакций, несмотря на большой диапазон изменения сечений (четыре порядка величины). Для αxl -канала расчетные значения сечений в среднем меньше экспериментальных на фактор 2,0. С учетом точности измерения сечений такое согласие можно считать удовлетворительным. Оптимальные значения для коэффициентов C получились равными 0,65 и 0,75 для первого и второго вариантов расчетов соответственно. Таким образом, можно констатировать, что переход от модели ферми-газа к более рафинированному варианту описания плотности уровней не приводит к существенному изменению получаемых величин жидкокапельных барьеров деления. Так же, как и в наших более ранних расчетах по программе ALICE-MP, сделанных для компаунд-ядер от Bi до U, величины жидкокапельных барьеров деления оказываются приблизительно на 30% меньше, чем это следует из предсказаний моделей Коена — Плазила — Святецкого или Сирка [24,26].

Для того, чтобы убедиться в универсальности этого вывода, нами, с использованием программы HIVAP, были проведены расчеты сечений образования испарительных продуктов для всего массива экспериментальных данных, полученных в работах [4—14]. Так же, как и в расчетах для ^{212}Rn , единственным свободным параметром являлся коэффициент C . Плотность уровней рассчитывалась по формулам модели ферми-газа.

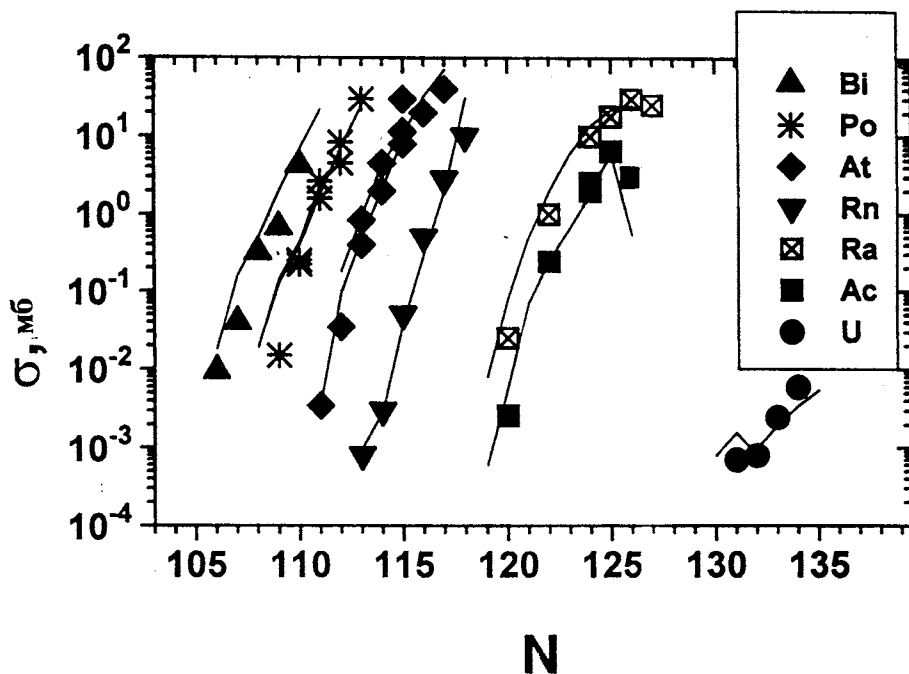


Рис.3. Расчетные и экспериментальные величины сечений в максимумах функций возбуждения для xl -реакций в области компаунд-ядер от Bi до U

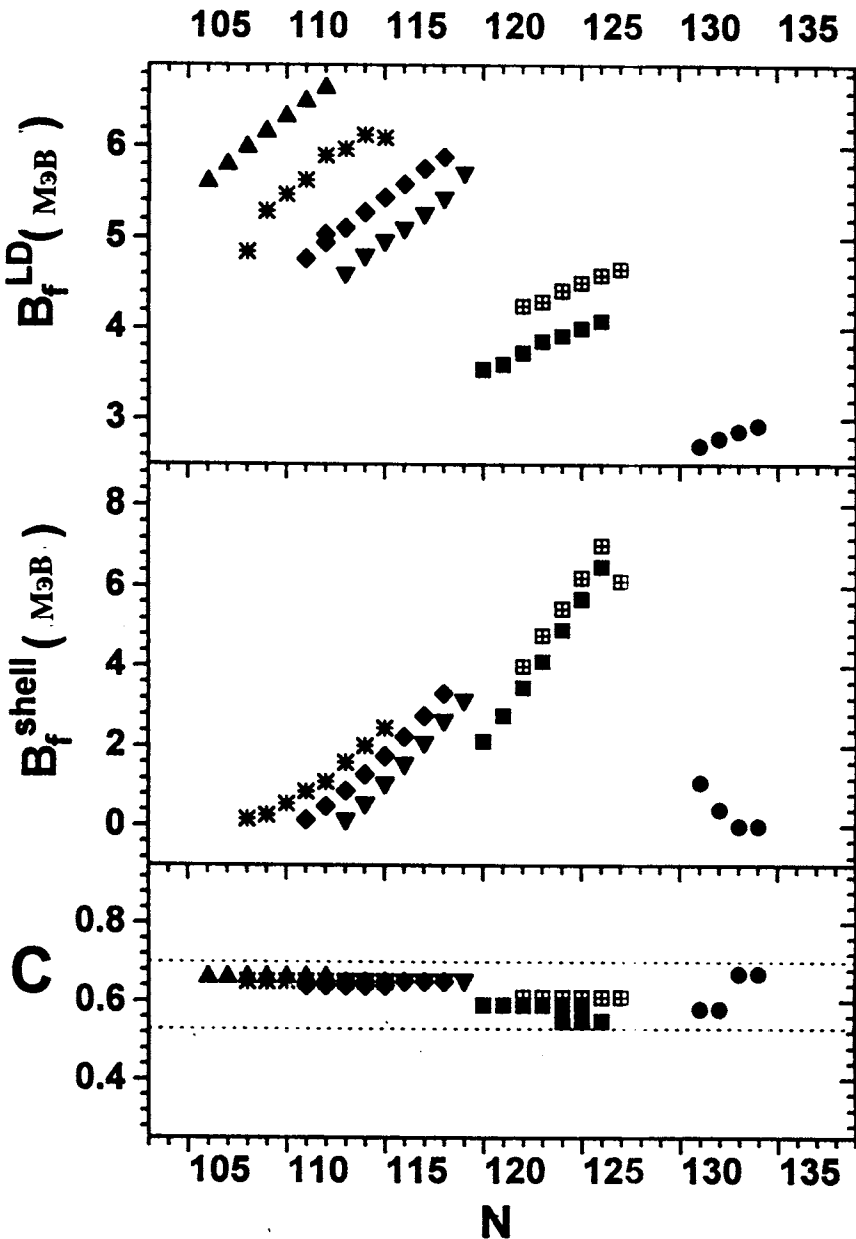


Рис.4. Величины капельного и оболочечного компонентов барьеров деления для ядер, приведенных на рис.3, и оптимальные значения подгоночного параметра C (пояснения см. в тексте)

Результаты представлены на рис.3 и 4. На рис.3 дано сравнение экспериментальных и расчетных величин сечений в максимумах функций возбуждения для χ -реакций.

Из рисунка следует, что, несмотря на большой диапазон изменения сечений, расчет по статистической модели хорошо воспроизводит (с точностью до фактора 2—3) как относительный ход, так и абсолютные величины сечений. Рисунок 4, в свою очередь, дает наглядное представление о больших различиях в величинах и природе барьеров деления для нуклидов, составляющих этот массив. Из рисунка видно, что жидкокапельные барьеры деления уменьшаются от 7,0 МэВ для нейтронодефицитных изотопов Вi до 2,5 МэВ для нейтронодефицитных изотопов урана. Оболочечный компонент барьеров деления вначале возрастает от нуля до 5,0 + 7,0 МэВ при переходе от изотопов Вi к нейтронодефицитным изотопам Ra — Ac с $N=126$, а затем снова падает до нуля для нейтронодефицитных изотопов урана. В то же время значения величин для единственного подгоночного параметра — коэффициента C — практически не меняются и для любого из нуклидов находятся в интервале от 0,68 до 0,55. Аналогичный расчет, сделанный с использованием для описания плотности уровней варианта Райсдорфа, приводит к такому же результату. Только оптимальные значения коэффициентов C для всех нуклидов становятся больше на 0,1 так же, как это наблюдается для компаунд-ядра ^{212}Rn .

Проведенный анализ показывает, что весь массив экспериментальных данных хорошо описывается в рамках статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, использующейся в программе NIVAP, практически при фиксированном наборе основных модельных параметров — $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,0$ и $C = 0,63 \pm 0,05$. Единственное предположение, которое при этом приходится делать, состоит в том, что величины жидкокапельных барьеров для всех образующихся в исследованных реакциях нуклидов необходимо уменьшить на 30 + 40% по сравнению с предсказаниями моделей Коена — Плазила — Святецкого или Сирка [24,26]. Мы не исключаем, что частично такой результат может быть обусловлен упрощениями, сделанными при расчетах, в частности, с использованием только одного свободного параметра — коэффициента C . Однако тот факт, что единственный свободный параметр «не захотел быть свободным» и остался постоянным в широком интервале A и Z , едва ли можно рассматривать как свидетельство излишней упрощенности модели расчета. Скорее, существенно меньшие, чем единица, значения коэффициента C свидетельствуют о существовании неучтенных и достаточно общих физических причин, приводящих к более высокой, чем это ожидалось, делимости нейтронодефицитных нуклидов. Возможным альтернативным объяснением наблюдаемого расхождения экспериментальных данных и результатов расчетов может являться предположение о существовании принципиальных методологических ошибок в способе вычисления вероятности делительной моды распада, используемом в статистической модели девозбуждения компаунд-ядра.

Заключение

В конце статьи еще раз кратко сформулируем основные результаты и выводы, полученные в данной работе.

В области энергий возбуждения от 80 до 160 МэВ измерены сечения для xn -, pxn - и axn -реакций при облучении мишени из ^{190}Os ионами ^{22}Ne . Сравнение полученных данных с результатами расчетов, выполненных в рамках модели статистического девоз-

буждения компаунд-ядра, показало, что вплоть до энергии налетающей частицы 10 МэВ/нуклон статистическая модель полностью описывает экспериментальные данные. Однако так же, как и для области энергий возбуждения $40 + 100$ МэВ, обязательным условием правильного описания величин сечений и функций возбуждения является необходимость уменьшения жидкокапельного барьера деления на $30 + 40\%$ по сравнению с предсказаниями моделей Коена — Плазила — Святецкого или Сирка. Также показано, что использование в расчетах для описания плотности уровней более сложных соотношений, чем простые соотношения модели ферми-газа, не приводит к существенному увеличению величин жидкокапельных барьеров деления, извлекаемых из анализа экспериментальных данных.

Проведенный с использованием программы NIVAP анализ большого массива экспериментальных данных для сечений образования испарительных продуктов (около 15 комбинаций мишень — частица и 50 ядер-продуктов) показал, что уменьшение жидкокапельных барьеров деления на $30 + 40\%$ по сравнению с теоретическими предсказаниями носит универсальный характер и наблюдается для всех нейтронодефицитных нуклидов в области от Bi до U . Такой вывод полностью совпадает с результатами анализа этого же массива данных, сделанного нами ранее с использованием для расчетов компьютерной программы ALICE-MP. Более того, для правильного (с точностью до фактора 2—3) расчета величин сечений образования испарительных продуктов во всей области ядер от Bi до U в обеих компьютерных программах нужно использовать один и тот же фиксированный набор основных параметров статистической модели — $\bar{a}_f/\bar{a}_v = 1,0$ и $C = 0,65 \pm 0,05$. Показанная в работе возможность правильного расчета сечений с одним набором модельных параметров как для ядер с нулевой оболочечной поправкой, так и для ядер, у которых оболочечная поправка составляет $5+7$ МэВ и превышает жидкокапельный барьер, свидетельствует о том, что использующийся в расчетах метод учета оболочечных эффектов является хорошим первым приближением вплоть до энергий возбуждения компаунд-ядер, равных $\simeq 160$ МэВ. С другой стороны, очевидное существование тонкой структуры в зависимости коэффициента C от числа нейтронов в ядре-остатке при $N = 126$ (см. рис.4) делает необходимым проведение дополнительных экспериментов в этой области ядер и их последующего детального анализа для более точного учета влияния оболочечных эффектов на сечения образования испарительных продуктов в реакциях «холодного» и «горячего» слияния.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность доктору В.Райсдорфу за предоставленную для расчетов программу NIVAP, доктору С.Хоффману за предоставленную для экспериментов мишень из осмия, к.ф.-м.н. Б.И.Пустыльнику и Ю.А.Музычке за полезные обсуждения и замечания, а также А.В.Тараненко за помощь в экспериментах. Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (грант RFV-300).

Литература

1. Newton J.O. — *Particles and Nuclei*, 1990, 21, p.821.
2. Blann V., Akers D., Komoto T.T. — *Phys. Rev.*, 1982, C26, p.1471.

3. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. — In: Proc. of the Int. Conf. on Exotic Nuclei, (Faros, Crimea, October, 1—5, 1991). World Scientific, Singapore, 1992 p.191.
4. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — Ядерная физика, 1993, т.56, вып.10, с.9.
5. Зейналов Ш., Михайлов К.В., Попеко Г.С. и др. — Сообщение ОИЯИ, P15-90-513, Дубна, 1990.
6. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. —Nucl. Phys., 1995, A583, p.169c.
7. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — Ядерная физика, 1995, т.58, вып.5, с.791.
8. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — Ядерная физика, 1990, т.52, вып.3(9), с.640.
9. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №6[45]-90, 1990, с.60.
10. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. —Nucl. Phys., 1995, A583, p.153c.
11. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. —a) In: Proc. of the 7th Int. Conf. on Nuclear Reaction Mechanisms (Verenna, June 6—11, 1994), edited by E.Gadioli, Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente. Supplemento N.100, 1994, p.84.
b) In: JINR Rapid Commun. No.4[72]-95, Dubna, 1995, p.28.
12. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. —Nucl. Phys., 1994, A568, p.323.
13. Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др. — Ядерная физика, 1989, т.50, вып.9, с.619.
14. Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al. —Yad. Fiz., 1991, v.53, No.4, p.895.
15. Yeremin A.V., Andreyev A.N., Bogdanov D.D. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, A274, p.528.
16. Yeremin A.V., Andreyev A.N., Bogdanov D.D. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, A274, p.528.
17. Andreyev A.N., Bashevoy D.D., Bogdanov D.D. et al. — Preprint JINR E15-94-471, Dubna, 1994. (Submitted to Nucl. Instr. & Meth. A).
18. Wauters J., Dendooven P., Huyse M. et al. and ISOLDE Collaboration — Phys. Rev., 1993, C47, p.1447.
19. Huyse M., Decrock P., Dendooven P. et al. — Phys. Rev., 1992, C46, p.1209.
20. Wapstra A.H., Audi G., Hoekstra R. — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1988, v.39, p.281.
21. Reisdorf W. — Z. Phys., 1981, A300, p.227.
22. Muzychka Yu.A., Pustylnik B.I. — In: Proc. Int. School-Seminar on HI Physics, JINR, D7-83-664, Dubna, 1983, p.420.

23. Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N., Tishin A.S. — *Yad. Fiz.*, 1975, 21, p.485.
24. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. — *Ann. Phys.*, 1975, 82, p.485.
25. Myers W.D., Swiatecki W.J. — *Ark. Fyz.*, 1967, 36, p.343.
26. Sierk A.J. — *Phys. Rev.*, 1986, C33, p.2039.