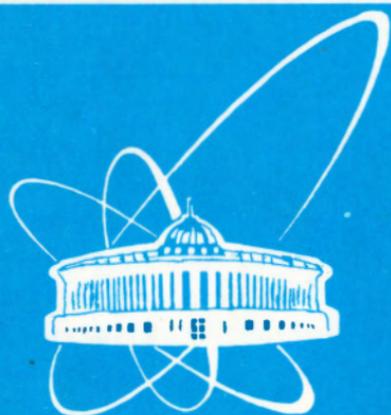


84-134



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P7-94-134

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин,
А.П.Кабаченко, О.Н.Малышев, Ю.А.Музыка,
Б.И.Пустыльник, Р.Н.Сагайдак, Г.М.Тер-Акопьян,
В.И.Чепигин

ИССЛЕДОВАНИЯ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ
ИЗОТОПОВ ПОЛОНИЯ В РЕАКЦИЯХ
 $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu}$ и $^{31}\text{P} + ^{169}\text{Tm}$

1994

1 Введение

Данная работа является продолжением наших исследований сечений образования испарительных продуктов в области Bi-At в реакциях полного слияния с ионами с $A \leq 40$ [1-3]. Достаточно полный набор таких экспериментальных данных и их сопоставление с результатами расчетов по статистической модели девозбуждения составного ядра являются, по нашему мнению, хорошей базой как для уточнения механизма образования и распада составного ядра [4], так и для анализа характеристик возбужденных ядер, в том числе получения численных значений величин барьеров деления нуклидов с $Z=82-85$ и данных о характере изоспиновой зависимости жидкокапельных барьеров деления от нейтронного дефицита и Z ядра [5, 6]. Кроме того, двумя группами авторов ранее были детально измерены сечения образования нейтронодефицитных изотопов Po в реакциях слияния с бомбардирующими ионами ^{40}Ar , ^{84}Kr и ^{100}Mo [7, 8]. Возможность провести прямое сравнение закономерностей образования одних и тех же нуклидов при столь различных входных каналах реакций являлась дополнительным стимулом при проведении данной работы.

2 Методика эксперимента и результаты измерений

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались пучки ионов ^{27}Al с начальными энергиями 180 МэВ и 250 МэВ и ионов ^{31}P с начальными энергиями 178 МэВ и 220 МэВ. Интенсивность пучков на мишени ограничивалась и не превышала $5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Изменения энергии бомбардирующих ионов с шагом 3-6 МэВ проводилось с помощью алюминиевых и титановых поглотителей. Энергия пучка бомбардирующих частиц измерялась полупроводниковыми детекторами, расположенными перед мишенью (после поглотителей) и после мишени, по энергии ионов, рассеянных на угол 30° . В качестве рассеивателей использовались тонкая (200 мкг/см^2) золотая фольга или вещество самих мишеней. Калибровка детекторов и их трактов осуществлялась с помощью α -источников. Поправки на неионизационные потери не учитывались. В экспериментах использовались неподвижные мишени в виде окислов Lu и Tm, нанесенные на

тонкие титановые ($1,0 \text{ мг/см}^2$) подложки. Средние толщины мишеней измерялись методом рентгено-флюоресцентного анализа и составляли $(0,39 \pm 0,04) \text{ мг/см}^2$ и $(0,42 \pm 0,04) \text{ мг/см}^2$ по Lu и Tm соответственно. Неоднородность мишеней по толщине определялась методом измерения энергетических потерь для α -частиц с энергией 7,69 МэВ при их прохождении через мишень и оказалась равной $\pm 25\%$ и $\pm 60\%$ от средних значений толщин для Lu и Tm мишеней соответственно.

Отделение продуктов испарительных реакций от пучка бомбардирующих ионов осуществлялось с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА [9]. Детектирующая система, расположенная в фокальной плоскости сепаратора, состояла из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов для измерения времени пролета ядер отдачи и полупроводникового ионно-имплантированного кремниевого детектора, разделенного на восемь полос, для измерения энергий ядер отдачи и α -распадов имплантированных в детектор нуклидов [10, 11]. Энергетическое разрешение полупроводникового детектора было не хуже 60 кэВ. Измерение эффективности сепаратора проводилось с использованием рабочих мишеней непосредственно в каждом облучении. Методика измерений подробно описана в работе [3]. При облучении ионами фосфора для измерения эффективности сепаратора использовалась тонкая мишень из окиси эрбия с толщиной $0,35 \text{ мг/см}^2$ по окислу. Средние значения эффективностей сепарации в данных экспериментах составляли $(5 \pm 1)\%$ и $(13,5 \pm 3,5)\%$ в реакциях с ионами Al и P соответственно. Идентификация нуклидов проводилась по энергиям α -распадов и функции возбуждения. Для основных и изомерных состояний изотопов полония энергия α -распадов и значения абсолютных α -вилков брались из работы [12]. Для изотопов висмута использовалась компиляция данных, приведенная в работе [13]. Рассчитанные из экспериментальных выходов значения абсолютных сечений образования нейтронодефицитных изотопов Po и Bi приведены в таблицах 1,2.

При расчете энергий возбуждения компаунд-ядра мы использовали экспериментальные значения масс нуклидов из таблиц [14]. Энергии пучка в середине мишени определялись из измерений энергий бомбардирующих частиц до и после мишени. При расчетах потерь энергии в подложке и веществе мишени использовались таблицы [15]. В пределах 1,5 МэВ данные по результатам обоих измерений совпадают во всем диапазоне энергий бомбардирующих ионов. Тем не менее мы считаем,

Таблица 1. Поперечные сечения χn и $r\chi n$ -каналов реакции $^{27}\text{Al}+^{175}\text{Lu}$

$E_{Al}^a)$ МэВ	E^* МэВ	Поперечные сечения, мб						
		3n	4n	5n	6n	7n	8n	$\Sigma\chi n$
110.5	41.0	0.3	0.4					0.7
115.5	45.5	1.1	2.1					3.2
118.0	47.5	1.8	7.1					8.9
122.5	51.5	2.2	16.5	1.9				20.6
127.5	55.5	1.6	17.0	10.1				28.7
129.0	57.0	1.3	15.3	14.9				31.5
133.0	60.5	0.5	8.6	25.1	0.4			34.6
137.0	64.0	0.5	4.1	30.0	1.9			36.4
138.0	65.0	0.3	2.8	23.8	2.9			29.8
142.0	68.0	0.15	1.4	15.8	6.1			23.6
146.5	72.0		0.5	6.9	8.4	0.2		16.0
148.0	73.5		0.2	4.4	7.3	0.15		12.1
151.0	76.0			3.0	7.1	0.7		11.1
154.5	79.0			1.2	4.9	1.1		7.2
159.5	83.5			0.4	2.0	1.6		4.4
166.0	89.0			0.1	0.6	1.3	0.09	2.1
169.0	92.0				0.3	0.9	0.16	1.4
174.5	96.5				0.1	0.5	0.22	0.8

E_{Al} МэВ	E^* МэВ	Поперечные сечения, мкб						
		8n	9n	10n	11n			$\Sigma\chi n$
208	125.5	1.5±1.0	2.5	0.4				4.5
240	153.0			≤0.1	≤0.1			≤0.2
		p,8n	p,9n	p,10n	p,11n			$\Sigma r\chi n$
208	125.5	420	180	20				620
240	153.0		≤20	40	10			≤70

а)- ширина энергетического распределения по толщине

мишени ±1.5 МэВ.

Таблица 2. Поперечные сечения χn и $p\chi n$ -каналов реакции $^{31}\text{P} + ^{169}\text{Tm}$

$E_p^a)$ МэВ	E^* МэВ	Поперечные сечения, мкб				
		3n	4n	5n	6n	$\Sigma\chi n$
119.0	32.0	≤ 1.0	≤ 0.5			≤ 1.5
125.0	37.0	110	6.0			116
131.5	42.5	835	215			1040
137.5	47.5	1040	2320	11		3370
140.5	50.0	640	2460	35		3050
143.5	52.5	360	2950	175		3485
146.5	55.5	240	4510	930		6070
152.0	60.0		1740	2180	10	4250
156.5	63.5		1070	2620	59	3790
159.0	66.0		570	2050	146	2890
		6n	7n	8n	9n	$\Sigma\chi n$
195.0	96.5	4.5	10.0	5.0		20.0
204.5	104.5	2.0	< 0.5	< 0.5		< 3.0
211.5	110.5	2.5	< 1.0	< 0.5		< 4.0
		p6n	p7n	p8n	p9n	$\Sigma p\chi n$
195.0	96.5	800	280	15		1100
204.5	104.5	200	290	50		540
211.5	110.5	150	200	100		450

а) – ширина энергетического распределения по толщине мишени ± 2.5 МэВ.

что ошибка в измерении энергии возбуждения $\pm 0,75$ МэВ характеризует относительную точность наших измерений. Точность определения абсолютных значений энергии тяжелого иона при использовании для ее измерения только полупроводниковых детекторов едва ли может быть лучше $\pm 1,5$ МэВ, что связано с различием удельных ионизаций для ионов и калибровочных α -частиц и существованием не-ионизационного компонента потерь энергии для тяжелых ионов. В частности, для ионов фосфора они могут достигать величины ≈ 1 МэВ.

Относительная ошибка в определении значений сечений (в тех случаях, когда она не определяется точно, с которой известна вероятность α -распада нуклида) в наших экспериментах составляла $\pm 25\%$

и была обусловлена небольшими изменениями эффективности сепаратора в процессе эксперимента. Вклад статистической ошибки для сечений, больших чем 1,0 мкб, не превышал $\pm 10\%$. Ошибка в определении абсолютной величины сечений составляет фактор 1,5-2,0 и определяется, в основном, точностью измерений эффективности сепаратора и интенсивности пучка бомбардирующих ионов, прошедших через мишень.

3 Обсуждение результатов

Этот раздел статьи мы условно разделим на две части. В первой рассмотрим возможности без модельного анализа при наличии большого числа экспериментальных данных, полученных в различных комбинациях ион-ядро мишени, но приводящих в конечном канале к одним и тем же испарительным остаткам (в данном случае изотопам полония). Во второй части будут приведены результаты анализа испарительных функций возбуждения с использованием модифицированной программы ALICE, основанной на широко распространенном статистическом подходе к процессу девозбуждения составных ядер.

3.1 Реакция $^{31}\text{P} + ^{169}\text{Tm} = ^{200}\text{Po}^*$

Сравнительный анализ сечений для xp-канала компаунд ядра ^{200}Po , образующегося в реакциях $^{84}\text{Kr} + ^{116}\text{Cd}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{160}\text{Dy}$, был сделан в работе [7]. Было показано, что для обеих реакций форма функций возбуждения и их положение на шкале энергии возбуждения хорошо совпадают, а отношение величин сечений близко к отношению квадратов приведенных длин волн во входном канале реакций.

Опубликованные недавно данные о сечениях образования изотопов Po в реакции $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ [8] и результаты наших измерений для реакции $^{31}\text{P} + ^{169}\text{Tm} = ^{200}\text{Po}^*$ позволяют провести такой анализ для более широкой области значений масс-асимметрии во входном канале. На рис.1 приведены зависимости суммарных сечений xp-каналов для этих двух реакций от энергии возбуждения составного ядра. Из рисунка видно, что при энергиях возбуждения, превышающих кулоновский барьер для реакции $^{31}\text{P} + ^{169}\text{Tm}$ ($E^* \simeq 50\text{МэВ}$), относительный ход сечений для обеих реакций практически совпадает. Отношение величин суммар-

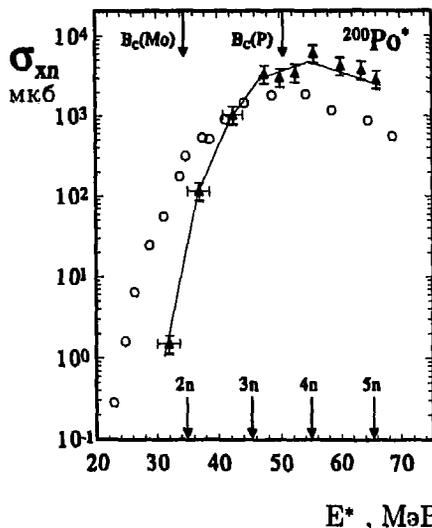


Рис.1. Зависимость полного сечения xn -канала от энергии возбуждения для компаунд-ядра ^{200}Po , образующегося в реакциях: $^{100}\text{Mo}+^{100}\text{Mo}$ (○) и $^{31}\text{P}+^{169}\text{Tm}$ (▲). Стрелками показаны положения максимумов выхода для реакции $^{100}\text{Mo}+^{100}\text{Mo}$

ных сечений для этой области энергий составляет $3,5 \pm 0,5$, что хорошо совпадает с отношением квадратов приведенных длин волн для данных комбинаций мишень-частица $\pi\lambda_P^2/\pi\lambda_{Mo}^2 = 3.3-3.1$. Такая зависимость для отношений сечений обычно интерпретируется как указание на то, что у образующихся в реакциях компаунд-ядер среднее значение квадрата углового момента остается постоянным и не зависит от массы бомбардирующего иона [4, 7]. Представляется необходимым отметить, что так как этот вывод сделан из исследования закономерностей образования испарительных продуктов, то его можно считать полностью корректным только для набора состояний компаунд-ядра, который дает основной вклад в испарительный канал девозбуждения. Для сравнительного анализа формы функций возбуждения и их положения на шкале энергий возбуждения можно воспользоваться зависимостью от энергии возбуждения отношения сечений реакций, отличающихся на один нейтрон $R = \sigma_{xn}/\sigma_{(x+1)n}$ [7]. Это позволяет, во-первых, существенно ослабить влияние барьерных факторов на результаты анализа и, во-вторых, значительно увеличить чувствительность анализа за счет резкой зависимости отношения сечений от энергии возбужде-

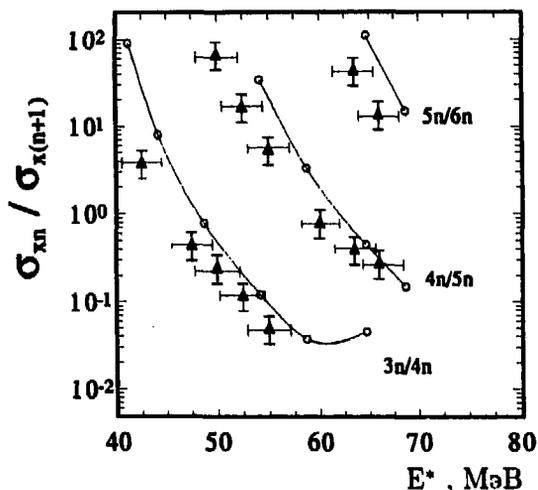


Рис.2. Отношение сечений xn -реакций, отличающихся на один нейтрон для компаунд-ядра ^{200}Po , образующегося в реакциях : $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ (○) и $^{31}\text{P} + ^{169}\text{Tm}$ (▲)

ния. На рис.2 приведены результаты такого анализа. Из рисунка видно, что в пределах точности эксперимента ход кривых для реакций с ионами ^{31}P и ^{100}Mo совпадает. Небольшое расхождение в положениях кривых (для реакций с ионами фосфора наблюдается смещение на 1,5-2,5 МэВ в сторону меньших энергий возбуждения) не выходит за пределы ошибки в измерении энергий бомбардирующих ионов полупроводниковым детектором. Совпадение формы и положения функций возбуждения в реакциях с ионами P и Mo в области энергий выше кулоновского барьера свидетельствует о том, что вид распределений по угловым моментам для возбужденных состояний компаунд-ядра ^{200}Po , определяющих канал испарительных продуктов, практически не зависит от массы бомбардирующего иона. Таким образом, мы приходим к заключению, что для этой области ядер основные характеристики испарительного канала не зависят от массы бомбардирующего иона вплоть до полной симметрии во входном канале. Такое заключение в значительной степени снимает ограничения на использование данных, полученных в реакциях с легкими ионами, для анализа процесса слияния тяжелых ядер вблизи кулоновского барьера.

3.2 Реакция $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu} = ^{202}\text{Po}^*$

На рис. 3 приведено сравнение величин сечений образования изотопов Po в максимумах функций возбуждения в реакциях $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu}$ и $^{100}\text{Mo} + ^{92-100}\text{Mo}$ [8]. Значения ошибок приведены в тех случаях, когда они превышают $\pm 25\%$. Два значения для величины сечения образования изотопа ^{193}Po в реакции $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu}$ связаны с использованием двух способов интерполяции при его вычислении. Первый – по форме экспериментальной функции возбуждения и величине сечения реакции $9n$ в районе максимума реакции $10n$ ($E_{Al} \approx 208$ МэВ), второй – по экспоненциальной интерполяции сечений в диапазоне энергий между максимумами реакций $8n$ и $10n$. Расхождение значений величин сечений, полученных при этих двух способах интерполяции, не превышает фактор два.

Из рисунка следует, что вплоть до изотопа ^{192}Po , несмотря на большое различие в числе испарительных нейтронов, сечения образования изотопов Po в реакциях с ионами Mo равны или существенно меньше, чем в реакции Al+Lu. Такая закономерность обусловлена следующими факторами: более медленным ростом сечения слияния в реакциях Mo+Mo при энергиях вблизи барьера слияния и близостью к единице отношения приведенных нейтронной и полной испарительных шириин Γ_n/Γ_{tot} при энергиях возбуждения $E^* \geq 40$ МэВ. Последнее утверждение для этой области ядер можно считать хорошо экспериментально обоснованным, благодаря большому количеству экспериментальных данных о сечениях образования одних и тех же изотопов в каналах с различным числом испарившихся нейтронов от x до $(x+6)$ [1-3,7,16]. Из анализа этих данных следует, что среднее значение для отношения сечений образования изотопа в реакциях xn и $(x+2)n$ составляет (2 ± 1) при условии $x \geq 4$. Введенное ограничение на число испарившихся нейтронов не является принципиальным и связано с влиянием обычного кулоновского барьера на сечения образования нуклидов в реакциях с ионами с $A \leq 40$ вплоть до энергий возбуждения $E^* = 40 - 50$ МэВ.

Доминирующее испарение нейтронов при $E^* \geq 40$ МэВ и, вместе с тем, резкое уменьшение сечений образования изотопов с ростом нейтронного дефицита (см.рис.3) можно объяснить, если считать, что конкуренция со стороны деления становится существенной при малых

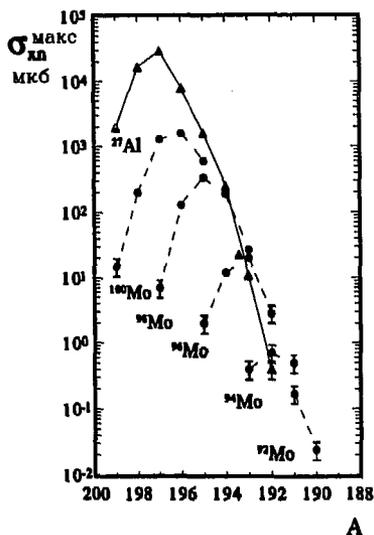


Рис.3. Величины сечений образования изотопов Po в максимумах функции возбуждения для реакций : $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu}$ (●) и $^{100}\text{Mo} + ^{92-100}\text{Mo}$ (▲)

энергиях возбуждения. В этом случае абсолютная величина сечения образования нуклида в области энергий выше барьера слияния будет в большей мере определяться характеристиками самого нуклида (энергии связи для нейтрона, протона, α -частицы, величины барьера деления), чем числом испарившихся нейтронов. Экспериментальные результаты, приведенные на рис.3, находятся в хорошем согласии с такой интерпретацией.

Образование в реакциях с ионами Mo и легкими ионами компаунд-ядер Po с одинаковыми характеристиками и слабое влияние энергии возбуждения на сечения образования нуклида позволяют предложить чисто эмпирический метод для получения данных о поведении сечения слияния в реакции Mo+Mo в зависимости от энергии бомбардирующего иона. Традиционно для получения такой зависимости используется отношение расчетного значения сечения образования испарительных продуктов при отсутствии запрета на слияние и экспериментальных данных о сечениях их образования при данной энергии. Также известно, что для области нейтронодефицитных ядер точность расчета даже относительного хода сечений невысока и расхождение расчета и эксперимента может превышать порядок величины [1-3]. Поэтому представляется вполне допустимым использовать вместо рас-

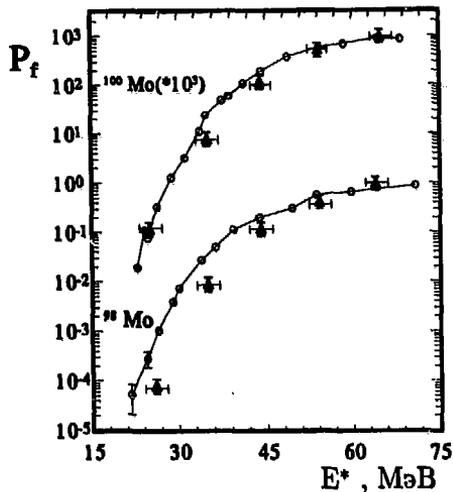


Рис.4. Вероятность слияния в реакциях : $^{100}\text{Mo}+^{100}\text{Mo}$ и $^{100}\text{Mo}+^{98}\text{Mo}$. Пунктир - результаты из работы [7], \blacktriangle - результаты настоящей работы

четных значений прямые экспериментальные данные о сечениях образования нуклидов, взятые из реакций с легкими ионами. Компиляция сечений, приведенная на рис.3, является, на наш взгляд, хорошим аргументом в пользу такого подхода.

На рис.4 приведены рассчитанные таким способом зависимости вероятностей слияния для реакций $^{100}\text{Mo}+^{98-100}\text{Mo}$. Точками с приведенными значениями ошибок на рисунке показаны отношения сечений образования одних и тех же изотопов Po в максимумах выхода в реакциях с ионами ^{100}Mo и ^{98}Mo и легкими ионами с $A \leq 40$. Значения сечений образования изотопов $^{193-197}\text{Po}$ в реакциях с легкими ионами взяты из данных, полученных в реакции $^{27}\text{Al}+^{175}\text{Lu}$, для изотопов $^{198,199}\text{Po}$ - из данных, полученных в работе [16] для реакции $^{40}\text{Ar}+^{164}\text{Dy}$. Последнее было необходимо, чтобы не учитывать влияние кулоновского барьера на величины сечений образования изотопов $^{198,199}\text{Po}$ в реакции $^{27}\text{Al}+^{175}\text{Lu}$. Для того чтобы исключить влияние различий в приведенных длинах волн и систематические ошибки в определении абсолютных значений сечений образования нуклидов, отношения сечений были отнормированы на 1,0 для изотопов $^{196,197}\text{Po}$, образующихся в реакциях $^{27}\text{Al}+^{175}\text{Lu}$ и $^{40}\text{Ar}+^{164}\text{Dy}$, и для изотопов

^{195}Po и ^{193}Po , образующихся в реакциях $^{27}\text{Al}+^{175}\text{Lu}$ и $^{100}\text{Mo}+^{98,100}\text{Mo}$. При вычислении вероятности слияния для реакции 1n мы использовали экспериментальные данные о величинах сечений этой реакции при энергиях возбуждения в районе расчетного максимума (т.е. на 8 МэВ ниже, чем максимум выхода для реакции 2n). Это связано с тем, что из-за сильного влияния кулоновского барьера экспериментальное положение максимума смещено в сторону больших энергий возбуждения. Для сравнения на рис. 4 приведены также зависимости вероятности слияния, рассчитанные в работе [8] традиционным способом. Из рисунка видно, что оба способа расчета дают одинаковые результаты для реакции $^{100}\text{Mo}+^{100}\text{Mo}$. Различие в результатах расчетов для реакции $^{100}\text{Mo}+^{98}\text{Mo}$ относительно невелико, и можно считать, что оно находится в пределах ошибок. Однако нельзя исключить и предположение, что наблюдаемое различие отражает более быстрое по сравнению с расчетом уменьшение сечений образования изотопов Po с уменьшением массового числа в диапазоне $194 \leq A \leq 197$. К сожалению, имеющихся экспериментальных данных недостаточно, чтобы провести такой анализ для более нейтронодефицитных изотопов Po.

4 Результаты расчета

Для анализа экспериментальных данных использовалась модифицированная программа ALICE. Подробно метод расчета описывался нами ранее [1, 17], и поэтому мы лишь кратко напомним основные положения модели и значения параметров, используемых при расчетах. Ширины для испарения частиц (n, p, α) вычислялись по модели Вайскопфа - Эвинга, делительные ширины - по модели переходного состояния Бора - Уиллера. Энергии связи частиц рассчитывались по массовой формуле Майерса - Святецкого (для исследуемых изотопов полония они близки к экспериментальным). Для описания плотности уровней использовались соотношения модели ферми-газа с феноменологическим учетом оболочечных эффектов ($\Delta W_{..}$) в параметре плотности уровней по Игнатюку [18]. Барьеры деления ядер вычислялись по формуле:

$$B_f(l) = C \cdot B_f^{CPS}(l) + \Delta B_f(Z, A),$$

где $B_f^{CPS}(l)$ - барьер деления в модели вращающейся заряженной капли, C - свободный параметр, B_f - поправка к барьеру деления со-

ставного ядра, равная оболочечной поправке к массе его основного состояния. Величина B_f меняется от -5,9 МэВ для ядра ^{204}Po до -0,5 МэВ для ^{194}Po . Основными параметрами расчета являются : параметр C в формуле для барьера деления, отношение асимптотических значений плотностей уровней в делительном и испарительном каналах (a_f/a_n) и величина критического углового момента l_{cr} . Целью расчетов являлось оптимальное описание значений сечений в максимумах функций возбуждения. В случае хорошо делящихся ядер сечение в максимуме функции возбуждения обусловлено вкладом парциальных волн с $l \leq 30$, то есть существенно меньшими чем l_{cr} . Для примера на рис.5 приведена зависимость $\sigma_{l(6n)}/\sigma_{max(6n)}$ при $E^* = 73,8$ МэВ ($E_{лаб} = 148$ МэВ) для реакции $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu}$, где $\sigma_{l(6n)} = \sum_{i=0}^l \sigma_{i(6n)}$, $\sigma_{max(6n)}$ - значение сечения реакции с испарением 6 нейтронов в максимуме функции возбуждения. Как видно из рисунка, $\approx 95\%$ величины сечения в максимуме выхода достигается при $l=26$. Поэтому выбор способа определения l_{cr} не имеет

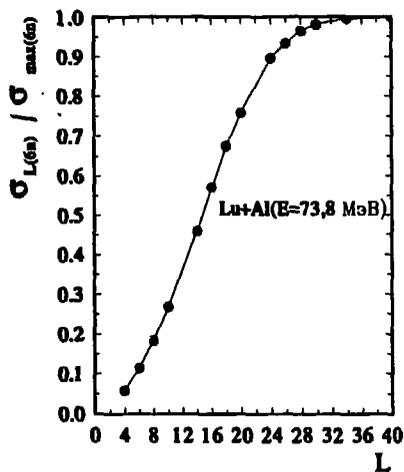


Рис. 5. Зависимость отношения $\sigma_{l(6n)}/\sigma_{max(6n)}$ от величины углового момента

принципиального значения, и мы можем ожидать, что в реакциях с различной асимметрией во входном канале будут получаться достаточно близкие значения сечений в испарительных каналах. Как видно из рис.6, экспериментальные зависимости $\sum \sigma(xn)/\pi\lambda^2$ от энергии возбуждения составного ядра действительно близки друг к другу независимо от асимметрии во входном канале. (Для реакции $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu}$ был проведен пересчет от ядра ^{202}Po к ядру ^{200}Po с использованием

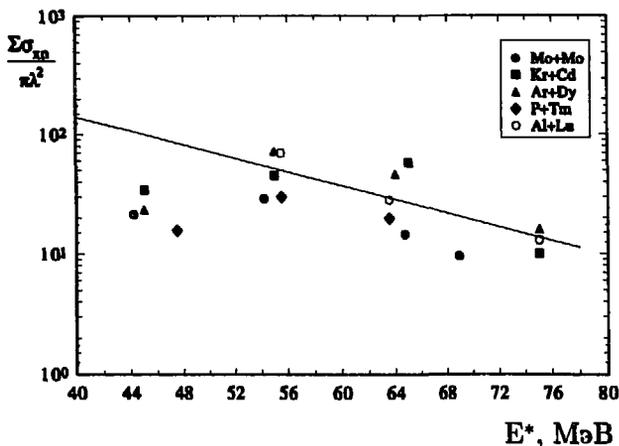


Рис. 6. Зависимость приведенной величины $\Sigma\sigma_{xn}$ от энергии возбуждения для пяти различных реакций, ведущих к образованию составного ядра ^{200}Po . Ссылки на источник экспериментальных данных даны в тексте. Произвольная линия иллюстрирует корреляцию и зависимость данных от энергии возбуждения. Первая группа точек соответствует максимуму Zn -реакции и демонстрирует подбарьерность этой области энергий возбуждения для всех взятых реакций

нормировочного коэффициента $\alpha \simeq \lambda_1^2 / \lambda_2^2 (\Gamma_{tot} / \Gamma_x)^2$, который брался из статистического расчета).

Как и ранее [19], было выполнено два варианта расчета: а) в чисто жидкокапельном приближении, когда $\Delta W_\nu = \Delta B_f$ и б) с учетом экспериментальных значений ΔW_ν и ΔB_f в параметре плотности уровней и барьере деления. Для каждого варианта расчета свободным параметром являлся только параметр C в жидкокапельной части барьера деления. Для простоты, мы считали отношение асимптотических параметров плотности в делительном и испарительном каналах равным $\tilde{a}_f / \tilde{a}_\nu = 1.0$. Для всех исследуемых реакций мы получили удовлетворительное описание экспериментальных данных при использовании обоих вариантов расчета. В качестве примера рассмотрим реакцию $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu}$, где $x\text{p}$ -реакции измерены для большого интервала x от 3 до 10 нейтронов.

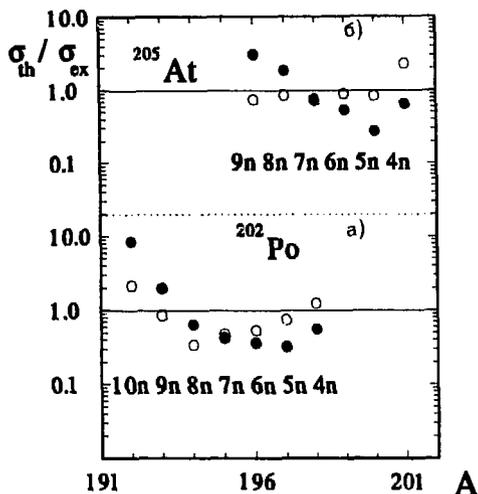


Рис. 7. Зависимость отношения расчетных значений $\sigma(xn)$ к экспериментальным величинам в максимуме функций возбуждения:

а) для реакции $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu}$;

б) для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$.

• — результат расчета при $\Delta W_n = \Delta B_f = 0$.

○ — результат расчета с учетом экспериментальных значений оболочечных поправок ΔW_n и ΔB_f в параметре плотности уровней и барьере деления

На рисунке 7а даны отношения расчетных и экспериментальных значений сечений $\sigma(xn)$ при $x=4-10$ в максимуме функций возбуждения. Результаты приведены для $C = 0,83$ для первого варианта и $C = 0,73$ для второго варианта расчетов. Видно, что оба варианта удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Подобное поведение подгоночных значений для коэффициента C при жидкокапельном барьере хорошо согласуется с полученными нами ранее значениями C для изотопов At и Ac - Fr, где максимальная оболочечная поправка по величине приблизительно равна - 5, - 6 МэВ. На рис.7б для примера приведены отношения расчетных и экспериментальных сечений $\sigma(xn)$ при $x=4-9$ для ^{205}At , полученного в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$. Расчеты проведены при $C=0,86$ для первого варианта и $C=0,73$ для второго варианта расчетов. С другой стороны, параметр $C=0,7$ был

получен также для нейтронодефицитных изотопов висмута, тория и урана, где оболочечная поправка близка к нулю. Ранее на необходимость сильного уменьшения параметра C вплоть до величины 0.6-0.7 указывал М. Бланн при анализе приблизительно 10 реакций, приводящих к составным нейтронодефицитным ядрам от ^{97}Rh до ^{170}Os [20].

Таким образом, в качестве заключения можно отметить, что при проведении статистического анализа девозбуждения составных ядер в большом диапазоне Z и A требуется существенное уменьшение жидкокапельной части барьера деления. Эта тенденция наблюдается как для оболочечных ядер, так и для ядер вдали от оболочек. И если в области средних по массе ядер это уменьшение можно существенно ослабить переходом к барьерам деления в модели конечного радиуса действия ядерных сил [21], то в случае более тяжелых ядер требуется дальнейший анализ. В частности, попытка такого анализа была сделана в работе [5], где предложен новый вариант пэоспиновой зависимости жидкокапельных барьеров деления от нейтронного дефицита составного ядра.

Авторы благодарны профессору Ю.Ц.Оганесяну за поддержку и большой интерес к работе и Международному Научному Фонду за финансовую поддержку.

Литература

- [1] Андреев А.Н. и др. Ядерная физика, т.52, вып.3(9), 1990, с.640
- [2] Андреев А.Н. и др., Краткие сообщения ОИЯИ 6[45]-90, Дубна, 1990, с.60
- [3] Андреев А.Н. и др. Ядерная физика, т.56, 1993, с.9
- [4] Reisdorf W. et al. Nucl. Phys., A444, 1985, p.154
- [5] Ter-Akopian G.M. et al. Nucl. Phys., A553, 1993, p.735c
- [6] Andreyev A.N. et al. Proc. of Int.Conf.on Exotic Nuclei, Foros, Crimia, 1-5 October, 1991, World Scient.Publ.Co.Pte.Ltd., 1992, p.191
- [7] Hahn R.L. et al. Phys. Rev., C 36, 1987, p.2132

- [8] Quint A.B., Doktorarbeit, TH Darmstadt, GSI-89-23, 1989.
- [9] Yeremin A.V. et al. Nucl.Instr. and Meth., A274, 1989, p.528
- [10] Yeremin A.V. et al. FLNR Scientific Report 1991-1992, E7-93-57, Dubna, 1993, p.201
- [11] Андреев А.Н. и др. Сообщение ОИЯИ P13-91-34, Дубна, 1991.
Yeremin A.V. et al. Inst. Phys. Conf. Ser. No 132: Section 8, 1993, p.935.
- [12] Westmier W., Merklin A. Catalog of α -particles from Radioactive Decay, Karlsruhe, 1985, Nr.29-1
- [13] Andreyev A.N. et al. Nucl.Instr. and Meth., A330, 1993, p.125
- [14] Wapstra A. et al. Atomic Data and Nuclear Data, 39, 1988, p.274
- [15] Northcliff R.L., Shilling R.F. Nucl.Data Tabl., v.A7, 1970, p.233
- [16] Burkard K.H. et al. Nucl.Instr. and Meth., A139, 1976, p.275.
- [17] Bogdanov D.D. et al. Proc of the Int.Workshop on Dynamical Aspects of Nucl.Fission. Smolenice. 1991, JINR E7-92-95, Dubna, 1992, p 86.
- [18] Игнатюк А.В. и др. ЯФ, т.21, 1975, с.255.
- [19] Andreyev A.N. et al. Nucl.Phys., A568, 1994, p.323.
- [20] Blann M. and Beckerman M. Phys.Rev. C, v17, 1978, p.1615.
- [21] Krappe H.J. et al. Phys. Rev. C, v.20, 1979, p.992.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 апреля 1994 года.