



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-232

P7-97-232

Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П.Кабаченко,
Ю.А.Музычка, А.Г.Попеко, Б.И.Пустыльник, И.Рохач,
Р.Н.Сагайдак, Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ
ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ПРОДУКТОВ
ИЗ КОМПАУНД-ЯДЕР $^{210,212}\text{Ra}^*$, ПОЛУЧАЕМЫХ
В РЕАКЦИЯХ $^{35}\text{Cl} + ^{175}\text{Lu}$ И $^{31}\text{P} + ^{171}\text{Ta}$

Направлено в журнал «Ядерная физика»

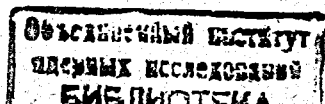
1997

Введение

В нашей предыдущей работе [1] были измерены функции возбуждения для χ -, $\rho\chi$ - и $\alpha\chi$ -каналов распада компаунд ядер $^{216,218,220}\text{Ra}$ в области энергий возбуждения от 40 до 160 МэВ. Из сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов было установлено, что в исследованном диапазоне энергий возбуждения сечения образования испарительных продуктов (вплоть до испарения 14 нейтронов) в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ хорошо описываются в рамках стандартной статистической модели испарения с учетом оболочечных эффектов в параметре плотности уровней и барьерах деления [2,3]. В расчетах использовался фиксированный набор модельных параметров, который не менялся с увеличением энергии бомбардирующих ионов и ростом степени нейтронного дефицита конечных ядер-продуктов.

Возможность одновременного описания сечений образования нуклидов в χ -, $\rho\chi$ -, $\alpha\chi$ - каналах реакции при фиксированном наборе модельных параметров косвенно свидетельствует о достаточно слабом влиянии неучитываемых стандартной статистической моделью факторов на величины сечений в максимумах выходов при энергиях бомбардирующих ионов вплоть до энергий 10 МэВ/нуклон. Однако такое заключение не является в настоящее время общепринятым. Считается, что влияние динамических эффектов на соотношение различных ширин распада достаточно велико, кроме того кажется нетривиальным и слабое влияние каналов предравновесного распада на величину и энергетическое положение максимумов испарительных функций возбуждения при высоких энергиях возбуждения. Первая часть вопроса была детально проанализирована в работе [1]; и было показано, что в случае существенного превышения нейтронной ширины над делительной, статистическая модель хорошо описывает процесс девозбуждения компаунд ядра при правильном выборе параметров.

Вопрос о влиянии предравновесных каналов распада не столь очевиден из-за сделанных недавно в работе [4] выводов о вкладе предравновесных процессов в сечения образования испарительных продуктов в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ при энергиях бомбардирующих ионов 8,6, 11,4 и 14,9 МэВ/нуклон. На основе анализа сечений образования испарительных продуктов и их импульсов отдачи было показано, что для правильного описания величин сечений при энергиях бомбардирующих ионов 11,4 и 14,9 МэВ/нуклон необходимо использовать предположения о предравновесном испарении 2 и 4-6 частиц соответственно, хотя при энергии 8,6 МэВ/нуклон вклад предравновесных процессов оказался исчезающе малым. Возможно, что такой резкий переход определяется в основном предравновесным вылетом заряженных частиц, а при энергиях ≤ 10 МэВ/нуклон вероятность предравновесного вылета протона не превышает 50%. Продолжение экспериментов, начатых в работе [1], и детальное измерение функций возбуждения для испарительных продуктов в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ при энергиях бомбардирующих ионов ≥ 10 МэВ/нуклон могло бы стать хорошей базой для количественного анализа вклада в сечения нестатистических процессов при энергиях возбуждения, больших 160 МэВ. Однако для этого необходимо предварительно получить данные о се-



чениях образования наиболее нейтронодефицитных изотопов, образующихся при этих энергиях возбуждения, в реакциях с испарением 5-7 частиц, т.е. в области энергий возбуждения, где процесс предравновесного испарения полностью исключен. Кроме того, такие эксперименты представляют и самостоятельный интерес, так как речь идет о сечениях образования делящихся нуклидов, близких к линии протонной нестабильности ядер.

Поэтому нами в реакциях $^{31}\text{P} + ^{171}\text{Ta}$ и $^{35}\text{Cl} + ^{175}\text{Lu}$ были измерены сечения образования испарительных продуктов в области энергий возбуждения компаунд ядер от 50 до 90 МэВ. К настоящему времени получены первые результаты, которые и обсуждаются в настоящей работе.

Экспериментальная методика и результаты измерений

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались пучки ионов ^{31}P с энергией 168 МэВ и ^{35}Cl с энергиями 217 и 239 МэВ. Для уменьшения энергии частиц пучка применялись расположенные перед мишенью алюминиевые, титановые и графитовые поглотители. Измерение энергии бомбардирующих ионов проводилось полупроводниковым детектором, регистрировавшим ионы, рассеянные на угол 30° в веществе мишени. Точность измерения энергии бомбардирующих ионов составляла в данных экспериментах $\pm 2,5$ МэВ.

Мишень из тантала была изготовлена методом вакуумного напыления и имела толщину (200 ± 50) мкг/см². Мишень из лютеция была изготовлена методом электрораспыления и имела толщину (500 ± 150) мкг/см². В качестве подложек в обоих случаях использовалась алюминиевая фольга толщиной 6 микрон.

Для отделения продуктов реакций полного слияния от частиц пучка и продуктов реакций передач использовался электростатический сепаратор ВАСИЛИСА и стандартная для кинематических сепараторов методика измерений. В трехкаскадной электростатической системе происходило разделение продуктов реакций полного слияния, продуктов реакций передач и пучка бомбардирующих ионов по электрической жесткости. В фокальной плоскости сепаратора продукты реакций полного слияния попадали в детектирующий модуль, состоящий из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов с временным разрешением 0,5 нс и восьмирипового кремниевого детектора с энергетическим разрешением ≈ 20 кэВ для α -частиц с энергиями меньше 12 МэВ. 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, идентифицировать первичный нуклид по его дочерним продуктам и определить его период полураспада. Детально характеристики сепаратора, детектирующего модуля и электронной аппаратуры описаны в работах [5-7].

Для определения эффективности сепаратора использовались калибровочные реакции $^{31}\text{P} + ^{169}\text{Tm}$ и $^{35}\text{Cl} + ^{165}\text{Ho}$, приводящие к образованию компаунд ядра

^{200}Po , и экспериментальные данные о величинах сечений образования испарительных продуктов для этого компаунд ядра [8]. Энергии возбуждения компаунд ядер вычислялись с использованием экспериментальных значений масс нуклидов [9]. Значения α -вилок брались из работ [10-13], а для некоторых нуклидов были определены непосредственно из данных для α_1 - α_2 корреляций, полученных в проведенных экспериментах (см. таблицу 1).

Таблица 1. Величины вилок для α -распада

Нуклид	E_α МэВ	Вилка на α -распад, %		
		данная работа	другие работы	
^{203m}Rn	6.549	80(10)	75(10)	[10]
^{198g}At	6.856	76(21)		
^{198m}At	6.755	76(21)		
^{200}At	6.464	49(4)	57(6)	[11]
^{201}At	6.344	59(3)	71(6)	[9]
^{203}At	6.088	22(3)	31(4)	[9]
^{198}Po	6.180	59(3)	57(2)	[12]

Было также экспериментально подтверждено высказанное в работе [12] предположение о равенстве энергий для α -распадов из состояний 3^+ и 10^- ядра ^{202}Fr . В спектре α_1 - α_2 корреляций для распада $^{202}\text{Fr} - ^{198}\text{At}$ были обнаружены корреляции α -перехода с энергией $E_\alpha = 7,24$ МэВ (распад $^{202m,g}\text{Fr}$) как с α -переходом с энергией $E_\alpha = 6,755$ МэВ, так и с α -переходом с энергией $E_\alpha = 6,856$ МэВ - α -распады из состояний 3^+ и 10^- ядра ^{198}At соответственно. В корреляционном временном интервале 0-15 секунд было зарегистрировано 12 корреляций первого типа и 7 второго, при полном числе зарегистрированных α -распадов ядра $^{202m,g}\text{Fr}$ равном 50. Полученное отношение между числами корреляций первого и второго типа хорошо совпадает с данными работы [14]. Предполагая, что данное отношение определяется сечениями образования основного и изомерного состояний ^{202}Fr в исследованных реакциях, из полученных данных можно сделать оценку величины α -вилок для состояний 3^+ и 10^- ядра ^{198}At - 0,76(21)%.

Величины сечений, полученные из экспериментально измеренных выходов, приведены в таблице 2. Статистическая точность измерений выходов для отдельных нуклидов составляла в данных экспериментах $\pm 5\%$ при сечении образования нуклида равном одному микробарну. Поэтому для большинства приведенных в таблицах величин сечений ошибка измерения определяется точностью измерения эффективности сепарации ($\pm 15\%$), толщин мишеней ($\pm 20\%$) и интегрального потока ионов, прошедших через мишень ($\pm 5\%$). С учетом возможных систематических ошибок в измерениях мы считаем, что полная ошибка в определении абсолютных величин сечений в наших опытах составляла $\pm 40\%$. Точность определения относительных величин сечений в два-три раза лучше.

Таблица 2. Величины сечений для xn -, rxn -, $2rxn$ -, axn -, $архп$ - и $2axn$ -реакций

$^{35}\text{Cl} + ^{175}\text{Lu} = ^{210}\text{Ra}$						
E_{Cl}	МэВ	176	183	190	200	217
E^*	МэВ	62	69	74	82	96
Нуклид	Канал	Величины сечений, мкб				
^{205}Ra	5n	0,3	0,15	0,02		
^{202}Fr	p7n					0,19
^{203}Fr	p6n			0,15	0,72	0,27
^{204}Fr	p5n	1,5	4,4	7,6	4,9	0,65
^{205}Fr	p4n	18,5	13,6	5,1	1,4	
^{200}Rn	$\alpha, 6n$					2,1
^{201}Rn	$\alpha, 5n$		12	23	20	≤ 10
^{202}Rn	$\alpha, 4n$	55	46	19	≤ 6	
	2p6n				≤ 1	16
^{203}Rn	$\alpha, 3n$	36	12			
	2p5n			3	10	13
^{204}Rn	2p4n	1	5	10	17	6
^{199}At	$\alpha, p6n$				5	46
^{200}At	$\alpha, p5n$				42	88
^{201}At	$\alpha, p4n$		32	90	114	27
^{196}Po	2 $\alpha, 6n$					63
^{197}Po	2 $\alpha, 5n$				38	110
^{198}Po	2 $\alpha, 4n$		8	31	62	
^{199}Po	2 $\alpha, 3n$	32	40	34	≤ 32	
	$\alpha, 2p5n$				≤ 32	84

$^{31}\text{P} + ^{171}\text{Ta} = ^{212}\text{Ra}$						
E_P	МэВ	148	150	152	154	159
E^*	МэВ	54,8	56,5	58,2	59,9	63,7
Нуклид	Канал	Величины сечений, мкб				
^{208}Ra	4n	43	25	15	9	
^{207}Ra	5n	30	41	37	30	12
^{208}Fr	p3n	54	44	29	22	7
$^{207,206}\text{Fr}$	p(4-5)n	78	110	114	129	134
^{202}Rn	$\alpha, 4n$	100	185	226	291	335

Полученные в реакции $^{35}\text{Cl} + ^{175}\text{Lu}$ данные о величинах сечений для каналов девозбуждения с испарением 6 и 7 нейтронов в таблице 2 не включены. Это связано с тем, что сечения xn -реакций очень быстро уменьшаются с увеличением нейтронного дефицита конечного нуклида. В описываемых опытах число зарегистрированных α -распадов нуклида ^{204}Ra не превышало 10-15 событий в измерениях с постоянной энергией бомбардирующих ионов. Поэтому из полученных данных можно сделать только оценку средней величины сечения образования нуклида ^{204}Ra в районе максимума выхода (~ 25 нб), а также дать верхнюю границу для сечения образования ^{203}Ra (≤ 5 нб).

Обсуждение экспериментальных данных и результаты расчета

Характер зависимости сечений образования испарительных нуклидов от массового числа конечного продукта хорошо виден из данных, представленных на рисунке 1. На этом рисунке приведено сравнение экспериментально измеренных сечений образования в максимумах функции возбуждения для одних и тех же изотопов радия при двух способах их получения. В первом случае использовались различные комбинации мишень - налетающая частица и фиксированный канал реакции с испарением только 5-6 нейтронов, то есть начальная энергия возбуждения у всех образующихся компаунд ядер была приблизительно одинаковой и составляла 60 - 70 МэВ. Во втором случае для получения изотопов Ra использовалась одна реакция - $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$. Энергия бомбардирующих ионов постепенно увеличивалась, и число испарившихся нейтронов возрастало от 6 до 14 с уменьшением массового числа конечного нуклида.

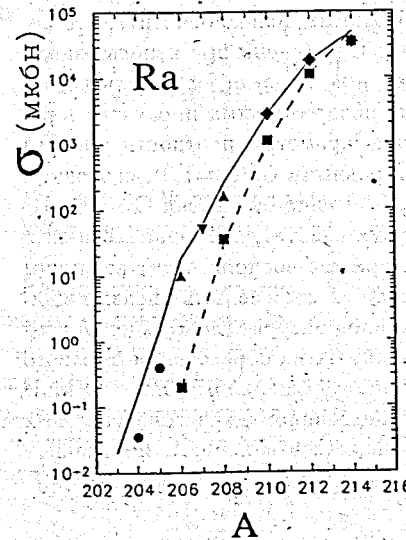


Рис.1. Экспериментальные и расчетные величины сечений образования нейтрондефицитных изотопов Ra в каналах с испарением 5-6 нейтронов и в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$ (■). Во втором случае число испарившихся нейтронов меняется от 6 до 14. Расчеты выполнены при значениях основных модельных параметрах равных: $\bar{a}_f/\bar{a}_v = 1.00$; $C = 0.63$; $D = 18.5$ МэВ. Для каналов с испарением 5-6 нейтронов сечения измерены в реакциях: (♦) - $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$, (▲) - $^{40}\text{Ar} + ^{171,174}\text{Yb}$, (▼) - $^{31}\text{P} + ^{171}\text{Ta}$, (●) - $^{35}\text{Cl} + ^{175}\text{Lu}$

Данные о величинах сечений взяты из работы [1], настоящей работы и работы [15], в которой для получения нейтронодефицитных изотопов радия использовались реакции $^{40}\text{Ar} + ^{171,174}\text{Yb}$. Величины сечений, измеренные в реакциях с ионами Ar, Cl и P, отнормированы на длину волны во входном канале для реакции с ионами ^{22}Ne . Заметим, что изменение экспериментальных величин сечений при перенормировке не превышало фактор 2,0. Из рисунка следует, что сечение образования нейтронодефицитных изотопов Ra в гораздо большей степени определяется их массовым числом, чем начальной энергией возбуждения компаунд ядра. Ранее в работе [1], на примере совместного исследования распада трех компаунд ядер $^{216,218,220}\text{Ra}$ нами было показано, что увеличение числа испаряющихся нейтронов на 2 приводит к уменьшению сечения образования ядра-продукта с фиксированным значением массового числа всего на фактор $(2 \pm 0,2)$, в то время как уменьшение на две единицы массового числа нуклида приводит к уменьшению его сечения образования на фактор от 2 до 100. Сравнительно слабая зависимость сечений образования делящихся нуклидов от энергии возбуждения свидетельствует о том, что делительная мода распада компаунд ядра при энергиях возбуждения $\geq 40\text{МэВ}$ является более медленной, чем испарительная, и поэтому начинает эффективно конкурировать с последней только при энергиях возбуждения компаунд ядра более низких, чем 40 МэВ [1]. К аналогичному выводу приводят и результаты исследований, проведенные нами ранее для нейтронодефицитных изотопов Po [8] и трансураниевых элементов [16,17].

Линиями на рис.1 показаны результаты расчетов, выполненных с помощью модифицированной программы ALICE-MP [2], в которой для описания процесса девозбуждения образовавшегося компаунд ядра используется стандартный вариант статистической модели с учетом влияния оболочечных эффектов на параметр плотности уровней и барьер деления. Выбор численных значений модельных параметров расчета подробно описан в работе [1], а также в наших более ранних работах. Поэтому в данной публикации мы считаем необходимым только отметить, что все расчетные величины сечений, приведенные на рис.1, получены при использовании одного и того же фиксированного набора модельных параметров, являющегося оптимальным для описания сечений образования испарительных продуктов в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ [1]: асимптотические параметры плотности уровней в нейтронном и делительном каналах считались равными $\bar{a}_f/\bar{a}_r=1,0$; свободный коэффициент при жидкокапельной части барьера деления был равен $S=0,63$. Из сравнения экспериментальных и расчетных данных следует, что использованный в программе метод расчета с точностью до фактора два воспроизводит величины сечений образования нейтронодефицитных изотопов Ra с массовыми числами в диапазоне $206 \leq A \leq 214$ как в реакциях с фиксированной энергией возбуждения компаунд ядер $\approx 65\text{МэВ}$ (сплошная кривая), так и в случае их образования из одного компаунд ядра ^{220}Ra , при изменении его энергии возбуждения от 60 до 160 МэВ (пунктирная кривая). С учетом того, что в исследованном диапазоне массовых чисел величины сечений уменьшаются на пять порядков величины; полученное согласие расчета и эксперимента представляется достаточно убедительным аргу-

ментом в пользу справедливости утверждений, что стандартной статистической модели вполне достаточно для правильного количественного описания процесса девозбуждения компаунд ядер вплоть до энергий возбуждения $\approx 160\text{МэВ}$ и что вклад предравновесных процессов не влияет существенно на сечения образования испарительных продуктов в максимуме их выхода вплоть до энергий налетающего иона 10 МэВ/нуклон.

Согласие между экспериментальными и расчетными сечениями несколько ухудшается для наиболее нейтронодефицитных изотопов $^{204,205}\text{Ra}$, образующихся в реакции $^{35}\text{Cl} + ^{175}\text{Lu}$. Как видно из рис.1, экспериментально измеренные величины сечений образования изотопов Ra в этом случае в (4-6) раз меньше расчетных. Для их правильного описания необходимо уменьшить величину подгоночного параметра S до значения $\approx 0,55$, что на наш взгляд выходит за пределы допустимого расхождения между экспериментом и расчетом. С другой стороны для каналов с испарением заряженных частиц, приводящих к образованию в этой же реакции менее нейтронодефицитных нуклидов, существенного расхождения расчетных и экспериментальных сечений не наблюдается. На рис.2а,б,в линиями показаны расчетные функции возбуждения для рхп-, охп- и орхп- каналов девозбуждения в реакции $^{35}\text{Cl} + ^{175}\text{Lu}$, полученные при значении коэффициента S равном 0,63. Точками показаны результаты измерений. Из сравнения следует, что результаты расчета и эксперимента неплохо согласуются между собой. Различия экспериментальных и расчетных сечений не превышают фактор два и не выходят за пределы точности измерений сечений и энергий возбуждения.

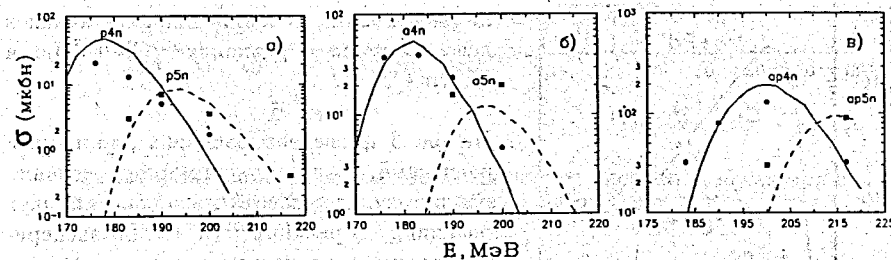


Рис.2а,б,в. Экспериментальные и расчетные величины сечений образования нейтронодефицитных изотопов (а)- Fr, (б)- Rn и (в)- At в реакции $^{35}\text{Cl} + ^{175}\text{Lu}$

Качественно сложившуюся ситуацию можно объяснить достаточно просто. В области ультранейтронодефицитных изотопов сечения их образования начинают уменьшаться очень быстро - приблизительно на один порядок величины при изменении массового числа на единицу. Поэтому чувствительность экспериментальных данных к сделанным в модели расчета упрощениям будет возрастать. Однако для более обстоятельного анализа этих вопросов полученных данных пока недостаточно.

Необходимые данные по сильно нейтродефицитным ядрам можно было бы получить при использовании более симметричных реакций, так называемых реакций "холодного" слияния. Однако при использовании этого класса реакций возникает фактор дополнительной неопределенности, связанный с возможным добавочным запретом на слияние по сравнению с асимметричными реакциями. В следующем параграфе предпринята попытка проанализировать этот вопрос.

Факторы запрета для реакций "холодного" слияния в области нейтродефицитных компаунд ядер от Po до Th

В нашей более ранней работе [7] было показано, что одновременное использование экспериментальных данных о сечениях образования пуклида в реакциях "горячего" и "холодного" слияния позволяет получить более корректную, а в отдельных случаях практически модельнезависимую оценку величин факторов запрета для реакций "холодного" слияния и их изменения с ростом энергии возбуждения. В реакциях $^{35}\text{Cl} + ^{175}\text{Lu} = ^{210}\text{Ra}^*$ и в реакции $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd} = ^{210}\text{Ra}^*$, исследованной в работе [18], основной вклад в полное сечение образования испарительных продуктов дают каналы с испарением заряженных частиц, а обсуждавшееся в предыдущем параграфе статьи, хорошее согласие экспериментальных и расчетных величин сечений позволяет использовать данные для этих каналов для определения вероятности слияния (или факторов запрета).

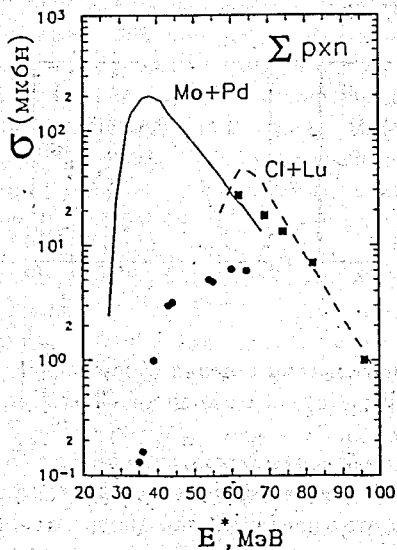


Рис.3. Экспериментальные и расчетные величины полных сечений для rхп-каналов девозбуждения в реакциях $^{35}\text{Cl} + ^{175}\text{Lu}$ и $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$

На рис.3 приведены экспериментальные и расчетные величины суммарных сечений для rхп-каналов девозбуждения в этих двух реакциях. В реакции $^{35}\text{Cl} + ^{175}\text{Lu}$ экспериментальные и расчетные данные просуммированы для каналов с $x \geq 4$, в реакции $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$ — для каналов с $x \leq 4$. Ограничения для числа испарившихся нейтронов обусловлены имеющимися в нашем распоряжении экспериментальными данными. Дополнительно следует отметить, что в обеих реакциях при энергиях возбуждения 60 - 70 МэВ суммарное сечение rхп-каналов на 80% определяется реакцией p4n. Заметим также, что при энергии возбуждения ≈ 65 МэВ для реакции $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$ суммарное экспериментальное сечение выходит на плато, а отношение экспериментальных сечений этих двух реакций равно отношению геометрических факторов реакций,

т.е. $\lambda_1^2/\lambda_2^2=2.9$. Поэтому в этой точке отнормируем фактор запрета на единицу. Величины вероятности слияния для реакции $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$, рассчитанные как отношения экспериментальных и теоретических сечений для rхп-каналов, показаны на рис.4а точками. Линией на том же рисунке показана зависимость вероятности слияния от энергии возбуждения компаунд ядра, полученная в работе [18]. Как видно из рисунка, результаты хорошо совпадают.

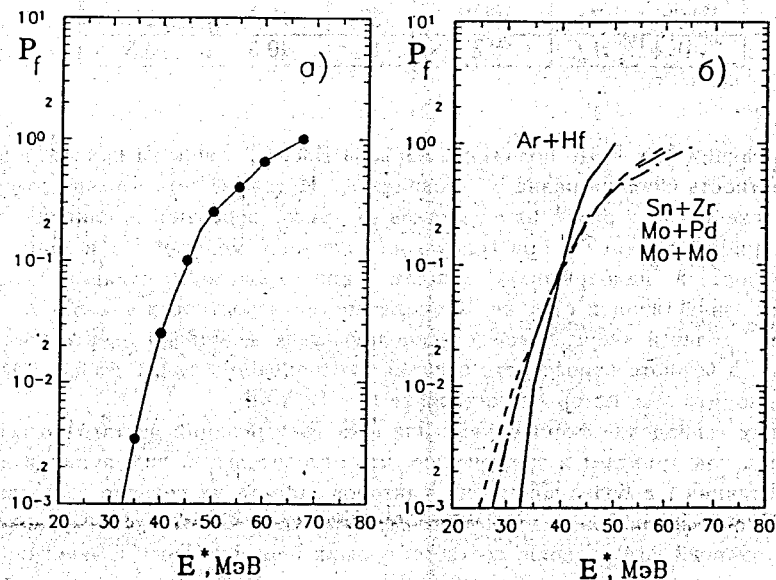


Рис.4а,б. Зависимость вероятности слияния от энергии возбуждения для четырех реакций: $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$, $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$, $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$

На рис.4б приведено сравнение зависимостей вероятности слияния от энергии возбуждения для трех хорошо известных реакций "холодного" слияния, приводящих к образованию компаунд ядер в области от Po до Th (см. таблицу 3). Используемые данные взяты из работ [18,19]. Для удобства визуального сравнения форм кривых, кривая для вероятности слияния, полученная для реакции $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$, смещена на 5 МэВ по оси энергий возбуждения в сторону меньших энергий. На рисунке также приведена зависимость вероятности слияния вблизи кулоновского барьера для обычной реакции "горячего" слияния $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf} = ^{220}\text{Th}$ [15]. Из рисунка следует, что для всех рассматриваемых реакций "холодного" слияния, форма зависимости вероятности слияния от энергии возбуждения близка или даже одинакова. Более того, даже положение кривых на шкале энергий возбуждения практически одно и то же.

Таблица 3

Реакция	Компаунд	Энергия возбуждения, МэВ		
		V_{Bass}	$E(0.1\sigma)$	$E - V_{Bass}$
$^{100}Mo + ^{100}Mo$	^{200}Po	38.5	40.5	+2
$^{100}Mo + ^{110}Pd$	^{210}Ra	35.5	45.0	+9.5
$^{124}Sn + ^{96}Zr$	^{220}Th	27	41.5	+14.5
$^{40}Ar + ^{180}Hf$	^{220}Th	44	40.5	-3.5

Для реакции $Mo + Mo$ положение барьера Басса и точки на кривой, в которой вероятность слияния равна 0,1, совпадают. Исходя из этого можно говорить о существовании двух различных участков на кривой вероятности слияния: зоны "подбарьерного" слияния – при вероятности слияния, меньшей 0,1 и зоны замедленного роста в "надбарьерной" области – при вероятности слияния, большей 0,1. Для количественной степени "замедленности" вероятности слияния в "надбарьерной" области энергий можно воспользоваться величиной энергетического интервала, в котором вероятность слияния увеличивается от 0,1 до 0,5. Из рисунка видно, что этот интервал составляет 11 – 13 МэВ.

Хорошее совпадение форм кривых для всех трех реакций достаточно неожиданно, так как приводит к заключению, что относительный вид функции вероятности слияния (а более корректно факторов запрета на сечение образования испарительных продуктов из компаунд ядер) практически не зависит от величин разности энергий возбуждения, соответствующих барьеру Басса и энергии, при которой вероятность слияния равна 0,1. Для приведенных на рис.46 реакций эта величина меняется от 2 до 14,5 МэВ (см. таблицу 3). Заметим также, что для вычисления величин смещения кривых относительно барьера Басса более целесообразно использовать значение энергий возбуждения, при которых вероятность слияния равна 0,1 (вместо обычно используемого значения 0,5), так как это позволяет уменьшить ошибку в определении величины смещения до $\pm 1,5$ МэВ, при ошибке в определении величины сечения слияния в насыщении, равной $\pm 1,5$.

В принципе, как следует из рисунка 46 и таблицы 3, можно говорить о существовании двух различных компонентов в факторе запрета на слияние: первого – в области сечений от 0,1 от насыщения до 1, одинакового для всех трех реакций, и второго – связанного со сдвижкой кривой как целого относительно барьера Басса на величину от 2 до 14,5 МэВ и различного для разных реакций. Нам представляется, что обнаруженные закономерности достаточно четко выражены и заслуживают дальнейшего рассмотрения, хотя, к сожалению, число исследованных реакций и не очень велико.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить профессора Ю.Ц.Оганесяна за постоянный интерес и поддержку настоящей работы.

Список литературы.

- [1] A.N. Andreyev, D.D. Bogdanov, V.I. Chepigin et al., a) JINR Rapid Communications 4[72]-95, p.28, Dubna, 1995, b) Preprint JINR E7-96-364, Dubna, 1996, to be published in Nucl.Phys.
[2] Yu.A.Muzychka and B.I.Pustynnik, Proc.Int. School-Seminar on HI Physics, JINR D7-83-664, Dubna (1983) p.420.
[3] А.В.Игнатюк, Г.Н.Смирненкин, А.С.Тишин, ЯФ, т.21 (1975) с.485.
[4] M.Veselsky, S.Saro, F.P.Hessberger et al., Z.Phys.A 356 (1997) p.403.
[5] A.V.Yeremin, A.N.Andreyev, D.D.Bogdanov et al., NIM, A274 (1989) p.528.
[6] A.V.Yeremin, A.N.Andreyev, D.D.Bogdanov et al., NIM, A350 (1994) p.608.
[7] A.N.Andreyev, V.V.Bashevoy, D.D.Bogdanov et al., NIM, A364 (1995) p.342.
[8] А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин и др., ЯФ, т.58, (1995) с.791.
[9] A.H.Wapstra, G.Audi, and R.Hoekstra ADND Tables (1988) v.39, p.281.
[10] W.Westmeier, A.Merklin. Preprint 29-1, Karlsruhe. 1985.
[11] F.P.Hessberger, S.Hofmann, G.Munzenberg et al., Europhys. Lett., v.3(8) (1987) p.895.
[12] M.Huysse, P.Decrock, P.Dendooven et al., Phys.Rev.C, 46 (1992) p.1209.
[13] J.Wauters, P.Dendooven, M.Huysse et al., Phys.Rev.C, 47 (1993) p.1447.
[14] T.Enqvist, K.Eskola, A.Jokinen et al., Z.Phys.A 354 (1995) p.632.
[15] C.-C.Sahm, H.-G.Clerc, K.-H.Schmidt et al., Nucl.Phys. A441 (1985) p.316.
[16] A.N.Andreyev, D.D.Bogdanov, V.I.Chepigin et al., Preprint JINR E7- 94-378, Dubna, 1994.
[17] A.N.Andreyev, D.D.Bogdanov, V.I.Chepigin et al., Z.Phys.A 344 (1992) 225.
[18] A.B.Quint, W.Reisdorf, K.-H.Schmidt et al., Z.Phys.A 346 (1993) 119.
[19] P.Armbruster. Preprint GSI-87-59, Darmstadt, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1997 года.