



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-149

P7-98-149

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

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИЗОТОПОВ Pa, Th
и Ac ПРИ РАСПАДЕ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ
КОМПАУНД-ЯДЕР $^{221, 223, 225, 227}\text{Pa}$, ОБРАЗУЮЩИХСЯ
В РЕАКЦИЯХ С ИОНАМИ $^{20, 22}\text{Ne}$ И $^{24, 26}\text{Mg}$

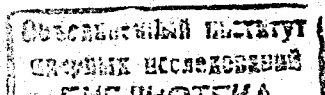
Направлено в журнал «Ядерная физика»

1998

1. Введение

В последнее время наблюдается определенный прогресс в исследованиях различных характеристик распада высоковозбужденных компаунд-ядер, вплоть до самых тяжелых. Появляется все больше экспериментальных данных о дифференциальных спектрах γ -квантов, нейтронов и легких заряженных частиц, о массовых и угловых распределениях осколков деления, сечениях образования испарительных продуктов. Получаемые экспериментальные данные используются как база, позволяющая определять величины модельных параметров в рамках того или иного теоретического подхода и зависимости этих параметров от измеряемых в эксперименте характеристик реакции, таких как энергия возбуждения, переданный импульс, массовая асимметрия во входном и выходном каналах и т.д. При этом любой анализ в начальной фазе требует вычисления сечений образования различных ядер в процессе испарительно-делительного каскада девозбуждения компаунд-ядра. К настоящему времени существует ряд стандартных моделей и программ расчета как статистического, так и динамического характера, которые используются различными авторами. К сожалению, в них нередко используются диаметрально противоположные по физическому смыслу наборы модельных параметров, включая соотношения времен жизни по различным каналам распада, что приводит к большому разнообразию в выводах и заключениях, особенно в случаях, когда анализ проводится на ограниченном экспериментальном материале (например, анализируются только сечения деления или среднее число нейтронов и т.д.). Более того, с разработкой в последнее время диссипативных моделей слияния- деления в литературе можно достаточно часто встретить утверждения, что в связи с большой вязкостью, статистическая модель вообще не применима для описания конкуренции различных каналов распада возбужденных ядер. Все это заставляет снова вернуться к анализу реальных возможностей статистической модели в применении к возбужденным составным ядрам. Одна из основных задач такого анализа состоит в том, чтобы четко выделить ту совокупность экспериментальных данных, которые могут быть достаточно полно и непротиворечиво описаны в рамках классической статистической модели с ее минимальным набором требований к процессу, а именно, чтобы процесс был полностью термализован, и соотношения между различными модами распада определялись только их статистическими весами в фазовом пространстве. При этом представляется чрезвычайно важным использовать при анализе как можно более полный базис экспериментальных данных, так как на вопрос о реалистичности параметров, использующихся в расчетах, можно ответить только на основе анализа большого массива данных.

Настоящая работа является продолжением наших работ по исследованию сечений образования испарительных продуктов в реакциях полного слияния в области ядер от ^{61}Ni до ^{208}U . Эксперименты проводились с использованием кинематического сепаратора ВАСИЛИСА на выведенных пучках ионов циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. В предыдущих работах были измерены и проанализированы функции возбуждения для $x\text{p-}$, rpx- и $\alpha\text{xp-}$ каналов девозбуждения для компаунд-ядер



$^{191,193,199}\text{Bi}$, $^{200,202}\text{Po}$, $^{199,205,207}\text{At}$, $^{216,218,220}\text{Ra}$, ^{212}Rn , $^{217,219}\text{Ac}$, $^{228,230}\text{U}$ в области энергий возбуждения от 40 до 160 МэВ (см. работы [1, 2] и ссылки в них). В настоящей работе представлены результаты экспериментов по измерению сечений и функций возбуждения для α п-, α рп- и α хп-каналов девозбуждения компаунд-ядер $^{221,223,225,227}\text{Ra}$, образующихся в реакциях слияния с ионами $^{20,22}\text{Ne}$ и $^{24,26}\text{Mg}$. Полученные данные, наряду с опубликованными ранее данными о сечениях образования испарительных продуктов в реакции $^{51}\text{V} + ^{170}\text{Er}$ [3], позволяют достаточно подробно проследить изменение сечений образования нуклидов в области Ас-Ра при уменьшении числа нейтронов от 132 до 122, т.е. в области перехода от ядер с близкой к нулю оболочечной поправкой к сферическим ядрам с относительно большой оболочечной поправкой.

Анализ полученных экспериментальных данных и их сравнение с результатами расчетов по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра являются предметом настоящей публикации. Учитывая, что экспериментальная методика и основные положения теоретического анализа уже неоднократно описывались нами ранее, в данной работе мы ограничимся только описанием деталей, которые необходимы для понимания.

2. Экспериментальная методика и результаты измерений

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались пучки ионов ^{22}Ne с энергией 145 МэВ и $^{24,26}\text{Mg}$ с энергиями 176 и 164 МэВ соответственно. Интенсивность пучка на мишени 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 полупроводниковым детектором, расположенным после поглотителей, по энергии ионов, рассеянных на тонкой золотой фольге (250 мкг/см^2) на угол 30° . Калибровка детектора осуществлялась с помощью стандартных α -источников. Поправки на неионизационные потери и потери энергии в "мертвом" слое детектора не учитывались. Такая методика измерений позволяет определять абсолютные величины энергий бомбардирующих ионов с точностью $\pm(1,5)\%$ или $\pm 2,0 \text{ МэВ}$ для описываемых экспериментов. Точность определения относительных величин энергий ионов в 2–3 раза лучше и составляет $\pm(0,7-1,0) \text{ МэВ}$.

В экспериментах использовались вращающиеся мишени из разделенного изотопа ^{205}Tl (степень обогащения – $(99,6 \pm 0,1)\%$) и ^{197}Au со средними толщинами (350 ± 50) и $(420 \pm 50) \text{ мкг/см}^2$ соответственно. Мишени были изготовлены методом напыления на алюминиевую фольгу толщиной 6 мкм. Для измерения толщин мишеней и их однородности использовался метод рентгенофлуоресцентного анализа.

Продукты реакций полного слияния отделялись от продуктов реакций глубоко-неупругих передач и пучка бомбардирующих ионов с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА [4, 5]. Эффективность сепаратора для продуктов α п- и α рп-реакций измерялась экспериментально с использованием калибровочных реакций $^{22}\text{Ne} + \text{ст. W, Au}$ и $^{24,26}\text{Mg} + \text{Ta}$. При измерениях использовался стандартный метод измерения отношения α -активностей в фокальной плоскости сепаратора и на сборнике, расположенном после мишени. Для продуктов α хп-реакций величина эффективности сепарации при вычислении сечений уменьшалась в шесть раз из-за их более широкого углового распределения. Коэффициент уменьшения эффективности сепарации для α хп-канала был измерен нами ранее в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ [6].

Регистрация ядер отдачи и измерение энергий их α -распадов осуществлялись в фокальной плоскости сепаратора детектирующей системой [7] из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов с временным разрешением 0,5 нс и восьмистрипового полупроводникового детектора с полным размером $(50 \times 70) \text{ мм}$ и разрешением 30 кэВ для α -частиц с энергиями в диапазоне от 6–9 МэВ. Для предварительной калибровки полупроводникового детектора использовался внешний α -источник – ^{226}Ra . Окончательная калибровка детектора проводилась с помощью имплантированных в детектор α -излучателей — продуктов реакций $^{22}\text{Ne} + \text{W, Au}$ и $^{24,26}\text{Mg} + \text{Ta}$. 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 выделить 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 нейтронодефицитных изотопов $^{213-224}\text{Ra}$ исследовались ранее в работах [8, 9, 10, 11]. Полученные в наших экспериментах данные об энергиях и периодах α -распада опубликованы в работе [12]. В большинстве случаев они согласуются с известными данными и несколько уточняют периоды полураспада для изотопов протактиния с массовыми числами $217 \leq A \leq 224$.

Статистическая точность измерений выходов отдельных нуклидов составляла в экспериментах $\pm(5-10)\%$. Для изотопов Th и Ac 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 $\pm 40\%$. Точность определения относительных величин сечений была в два-три раза лучше.

При вычислении энергии возбуждения компаунд-ядра нами использовались экспериментальные значения масс нуклидов, взятые из таблиц [13]. Для вычисления потерь энергии бомбардирующим ионом в подложке мишени использовались та-

блицы [14]. При расчете величин сечений образования для изотопов Th и Ac значения α -вилки брались из работы [15]. Результаты измерений приведены в таблицах 1-3.

Таблица 1. Сечения образования испарительных продуктов в реакции $^{24}\text{Mg} + ^{197}\text{Au}$

E*, МэВ	Сечение, мкбн									
	хп-канал			рхп-канал				αхп-канал		
	4n	5n	6n	p3n	p4n	p5n	p(6-7)n	α3n	α(4-5)n	α(6-7)n
40.5	0.9			2.6	0.4			130	45	
44.5	0.6				1.3			115	75	
47.0	0.3	0.2		2.8	3.5			100	180	
52.0	0.2	0.6	0.03	1.2	4.7	0.8		40	160	
58.0		0.2	0.13	0.2	2.5	1.4	0.1	6	160	3
67.5			0.08		0.6	2.1	0.5		100	14
74.5			0.02		0.1	1.0	0.7		30	18
81.5						0.3	0.5		20	13
83.5							0.4		20	8

Таблица 2. Сечения образования испарительных продуктов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{205}\text{Tl}$

E*, МэВ	Сечение, мкбн									
	хп-канал				рхп-канал			αхп-канал		
	3n	4n	5n	6n	p3n	p4n	p5n	α2n	α3n	α4n
34.5	11							40		
39.5	42	24						410		
43.0	7	96			4					
45.0	4	76	5		9			160	700	180
49.5		27	21		12			120		
51.5		14	57		16	24		28	860	1110
53.5			39	18	22	28		26	440	1050
56.5				31	7	38	7		330	1040
60.0			9	22	6	32	18		230	730
61.5			8	19	3	34	24			440
63.5				17		27	26			530
67.0			4	15		18	28			230
69.5			2	9		11	29			185

Таблица 3. Сечения образования испарительных продуктов в реакции $^{26}\text{Mg} + ^{197}\text{Au}$

E*, МэВ	Сечение, мкбн							
	хп-канал		рхп-канал		αхп-канал			
	5n	6n	p5n	p6n	α3n	α4n	α5n	α6n
39.5	1.0				62	150		
45.0	2.0				60	230		
47.5	2.8	0.6	0.7		26	280	36	
51.0	2.4	0.7	1.5		22	270	72	
57.0	1.1	1.2	4.9	0.3	8	150	270	8
64.0	0.2	0.6	8.2	2.2		35	240	66
68.5		0.2	3.9	6.4		12	100	190

3. Обсуждение результатов

В начале обсуждения приведем краткий обзор выводов, сделанных нами в предыдущих работах из анализа экспериментальных данных (ссылки смотри во введении), и обсудим основные параметры расчета. Затем рассмотрим результаты сравнения расчетных и экспериментальных сечений образования изотопов Ra, Th и Ac при деэвозбуждении компаунд-ядер протактиния и посмотрим насколько эти данные укладываются в общую систематику результатов.

Для анализа экспериментальных данных мы использовали хорошо апробированные в наших и многих других работах компьютерные программы ALICE-MP [16] и NIVAP [17]. Обе программы используют при вычислении делительных ширин классическую формулу Бора и Уиллера. Расчет испарительных ширин базируется на формализме Вайскопфа и Эвинга (коды имеют некоторые различия в параметрах потенциалов, определяющих сечения слияния ядер и обратные сечения слияния для нуклонов и легких заряженных частицах). При расчетах плотности уровней используются соотношения для ферми-газа с феноменологическим учетом оболочечных эффектов в параметре плотности уровней по Игнатьюку и общепринятой величиной $D=18,5$ МэВ для "длины ослабления" оболочечных эффектов [18].

$$a_\nu(E^*) = \tilde{a}_\nu \{1 + [1 - \exp(-E^*/D)] \Delta W_\nu(A, Z)/E^*\}, \quad (3.1)$$

где E^* - энергия возбуждения составного ядра, 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 постоянным и независимым от энергии возбуждения, а отношение $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ могло быть свободным параметром.

Значения угловых моментов, уносимые испаряющимися частицами, считались равными $1\hbar$, $1\hbar$ и $4\hbar$ ($3\hbar$ - в HIVAP) для нейтронов, протонов и α -частиц соответственно. В расчетах использовались экспериментальные значения для энергий связи нейтронов, протонов и α -частиц с учетом поправок на эффекты спаривания.

В принципе, при расчетах сечений испарительных каналов необходимо знать сечение образования составного ядра, связанное с величинами ℓ_{xp} и $\Delta\ell$. Эти величины могут несколько отличаться в двух используемых кодах, особенно в области вблизи барьера слияния ядер. Однако при энергиях выше барьера в случае делящихся ядер сечение испарительных реакций в максимуме функции возбуждения практически полностью обусловлено вкладом парциальных волн с $\ell \leq 30 \div 40$ [19, 20], то есть существенно меньших, чем ℓ_{xp} в рассматриваемых нами реакциях [21]. Поэтому способ выбора ℓ_{xp} и $\Delta\ell$ не влияет на величины сечений образования испарительных продуктов в максимумах функций возбуждения.

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

$$B_f(\ell) = CB_f^{LD}(\ell) + B_f^{shell} \quad (3.2)$$

Ранее, на основе анализа большой совокупности экспериментальных данных, нам удалось установить, что при использовании чисто жидкокапельного варианта расчета не удается хорошо описать как всю совокупность экспериментальных сечений, так и экспериментально измеренные значения для приведенных шириин распада [1, 22]. То есть, оптимальное фитирование возможно лишь при учете оболочечных эффектов как в параметре плотности уровней, так и в барьере деления ядер (см. формулы 3.1 и 3.2).

Величины жидкокапельных компонентов барьера деления (B_f^{LD}) рассчитывались по модели заряженной жидкой капли Коена -Плазила -Святецкого [23] (известно, что для тяжелых ядер с $A \geq 200$ барьеры по модели Сирка [24] составляют $0.85 \div 0.90$ от барьеров, рассчитанных по модели Коена -Плазила -Святецкого и поэтому переход к их использованию не может сильно повлиять на результаты). Величина оболочечного компонента барьера деления - (B_f^{shell}) принималась равной разности между капельной [25] и экспериментально измеренной [13] массой нуклида, то есть равной модулю величины $\Delta W_\nu(A, Z)$. Коэффициент C при жидкокапельном компоненте барьера деления использовался как свободный параметр. Таким образом, в расчетах можно было использовать только два свободных параметра: отношение $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ и коэффициент C . Однако в исследуемой области ядер величина $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ достаточно неплохо определена. В работе [1], из сравнения экспериментальных и расчетных значений для отношений шириин Γ_n/Γ_{tot} , было установлено, что, по крайней мере для энергий возбуждения ≥ 40 МэВ, отношение $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ равно единице. Кроме того, было показано, что подавляющее большинство экспериментальных данных хорошо описывается именно при выборе отношения $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ равным единице.

Обсудим еще одну модельную неопределенность, возможную при использовании различных кодов для вычислений по статической модели. Она связана с раз-

личием в способах учета величины энергии спаривания, различной для четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер (средняя величина этой поправки равна $\Delta = 12/\sqrt{A}$). Возможны три способа учета парной поправки в эффективной энергии возбуждения:

- $E = E^*$ - для нечетных ядер, $E = (E^* - \Delta)$ - для четно-четных и $E = (E^* + \Delta)$ - для нечетно-нечетных. Такой подход используется в коде ALICE-MP;
- смещенная оценка, когда $E = E^*$ выбирается для четно-четных ядер и берутся соответствующие поправки для нечетных и нечетно-нечетных ядер. Такой подход используется в программе HIVAP, что уже в первом приближении приводит в барьерах деления к увеличенной на $\approx 0.7-0.8$ МэВ оболочечной поправке по сравнению с программой ALICE-MP;
- и наконец, смещенная оценка, когда за точку отсчета приняты нечетно-нечетные ядра и для них $E = E^*$.

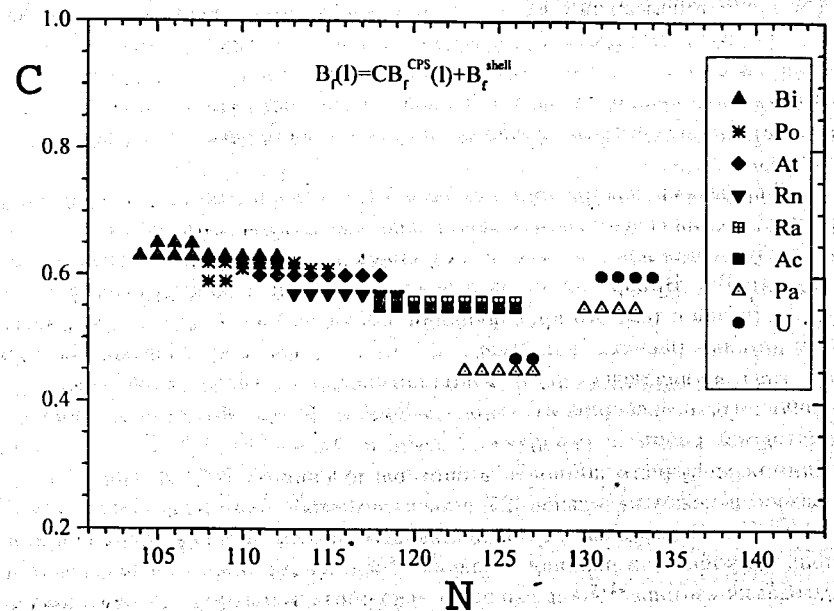


Рис.1. Оптимальные значения для коэффициента C в области ядер от Bi до U

В случае, когда отношение $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ равно единице, эта неопределенность в основном компенсируется в каналах испарения частиц и делительном канале. В случае использования при расчетах значений $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu > 1,0$ неопределенность в выборе эффективной энергии возбуждения может сказаться на результатах расчета. Поэтому, исходя из всего сказанного выше, при фитировании экспериментального материала мы использовали только один свободный параметр - коэффициент C

делиться не только делимостью нуклидов, но и корректностью расчета вероятности испарения заряженных частиц.

Для того, чтобы получить одновременное хорошее согласие расчетных и экспериментальных сечений для xp -, rxp - и αxp -канала (см. рис.2) нам пришлось в расчетах по коду HIVAP уменьшить величины кулоновских барьеров для вылета протонов и α -частиц на 9% и 18% соответственно, по сравнению с величинами, рассчитываемыми со стандартным набором параметров. Необходимо отметить, что стандартный набор параметров, использующийся в коде HIVAP, был взят из данных по барьерам, полученных в реакциях слияния, а еще в работе [28] было указано на необходимость использования в этом случае нормирующих множителей порядка 0,8–0,9 для правильного описания испарительных спектров. Поэтому мы считаем, что сделанное нами уменьшение расчетных кулоновских барьеров в программе HIVAP отражает общую необходимость использования в программе более реалистичных оптических потенциалов, а не какие-то особенности в поведении сечений для rxp - и αxp -реакций в области пейтронодефицитных изотопов Th-U. Следует сказать, что проведенные изменения величин кулоновских барьеров слабо повлияли на значение подгоночного коэффициента C (он вырос для ядер-продуктов с $N \leq 127$ с 0,45 до 0,52), хотя величины расчетных сечений для αxp -реакций увеличились при этом в 20–30 раз. При расчетах по программе ALICE-MP, в которой используются более современные потенциалы при вычислении сечений обратных реакций [29], проблемы с необходимостью варьирования кулоновских барьеров для α -частиц практически отсутствуют и удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных величин сечений для xp -, rxp - и αxp -каналов получается при одном и том же значении коэффициента C .

На рисунке 2 штриховыми линиями даны результаты расчета в стандартном подходе. Так же, как и в случае нейтронодефицитных составных ядер урана [30], для ядер с $N \leq 126$ для оптимального согласования результатов расчета с экспериментальными данными пришлось скачком уменьшить величину C . В расчетах использовались численные значения коэффициентов $C = 0,65$ и $0,52$ при описании сечений образования испарительных продуктов в реакциях $^{22}Ne + ^{205}Tl$ и $^{24,26}Mg + Au$ соответственно. Из рисунка видно, что в этом случае можно получить очень хорошее согласие экспериментальных и расчетных сечений. Однако ни с физической, ни с математической точек зрения такой подход нельзя рассматривать как решение проблемы.

Аналогичный результат получается при использовании для расчетов программы ALICE-MP. Оптимальные значения для численных значений коэффициентов C при этом получаются равными 0,73 и 0,6 соответственно. Различие численных значений для коэффициентов C в программах ALICE-MP и HIVAP, как мы указывали раньше, возникает из-за различий в выборе способа учета энергии спаривания, связанной с четно-нечетным эффектом.

Теперь проанализируем некоторые возможные изменения в модели расчета, которые позволяют избежать скачкообразного изменения коэффициента C . Один из возможных вариантов был предложен нами ранее при анализе компаунд-ядер

урана [30], где нормирующий множитель C при капельной части барьера деления использовался как множитель при полном барьере деления, включающем как капельный, так и оболочечный компоненты.

$$B_f(\ell) = C(B_f^{LD}(\ell) + B_f^{Shell}) \quad (3.3)$$

Новый вариант расчета, представленный на рисунке 2 сплошными линиями, хорошо описывает величины сечений при одной величине параметра $C = 0,68$. В принципе, такое объединение можно рассматривать как чисто эмпирическое. Оно позволяет, не изменяя величины параметров модели и не вводя новых, получить хорошее описание в рамках статистической модели большой совокупности данных для компаунд-ядра урана и протактиния.

К аналогичным результатам приводит и использование подхода, предложенного в работах [31, 32]. Суть подхода состоит в том, что за счет уменьшения параметра D в формуле 3.2 до значения ≈ 6 МэВ значительно усиливается оболочечный эффект в плотности уровней для испарительного канала для ядер с отличной от нуля оболочечной поправкой. Это приводит к существенному уменьшению вероятности испарительного канала, особенно при низких энергиях возбуждения, и, соответственно, к уменьшению сечений образования испарительных продуктов (более подробно см. в [30]). Результаты такого расчета со значением $D = 10,5$ МэВ показаны на рисунке 2 точечной линией. Видно, что и в этом случае мы также можем получить хорошее согласие экспериментальных и расчетных сечений при постоянном значении для коэффициента C , равном 0,65. Данный подход также следует рассматривать как чисто эмпирический, так как каких-либо оснований для предположений о том, что у пейтронодефицитных ядер оболочечные эффекты в плотности уровней выражены гораздо сильнее, чем у ядер вблизи дорожки стабильности, пока не имеется. Напомним также, что значение $D = 18,5$ МэВ было получено из анализа большого массива экспериментальных данных о плотностях уровней при энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона, в том числе и для ядер с числами протонов и нейтронов близкими к $N = 126$ и $Z = 82$.

Вернемся снова к стандартному варианту модели, когда на C умножается только капельная часть барьера деления (формула 3.2), и попробуем рассмотреть различные варианты расчета, когда C фиксируется по ядрам с $N \geq 130$ и не меняется при переходе к $N \leq 126$. Сравнение полученных экспериментальных данных с результатами подобных расчетов позволяет достаточно легко получить количественную оценку степени влияния оболочечных эффектов в делительном канале на сечения образования испарительных продуктов.

На рисунке 3 линиями показаны результаты расчетов, сделанные для трех различных вариантов учета оболочечных эффектов в плотности уровней и делительном канале, возможных в стандартном варианте статистической модели:

1) без учета оболочечных поправок в плотности уровней и величинах полных барьеров деления, т.е. в предположении, что для всех ядер $\Delta W_c = B_f^{Shell} = 0$ (пунктир);

при жидкокапельном барьере деления. Мы сознательно стремились использовать в расчетах минимальное количество физических предположений и параметров, что, естественно, несколько огрубляет модель, но зато позволяет сделать более общие и однозначные выводы. Поэтому мы не вводили в модель коллективного ротационного усиления уровней (добавочные три параметра), вибрационного (еще три параметра) [26], а также возможные энергетическую и спиновую зависимости самой величины оболочечной поправки.

На рис.1 приведены оптимальные значения коэффициентов S , полученные из сравнения экспериментальных и расчетных величин сечений xp -каналов для более чем 50 ядер-продуктов, образующихся в $18'$ реакциях с тяжелыми ионами с $A \leq 40$. При расчетах использовалась программа HIVAR. Видно, что для большинства ядер величина параметра S практически не меняется и находится в коридоре значений $0,6 \pm 0,05$. И только для очень нейтронодефицитных ядер, образующихся в цепочках девозбуждения компаунд-ядер U и Pu , для согласования результатов расчета и экспериментальных данных этот коэффициент необходимо уменьшать до $\approx 0,45$. Эту проблему мы и обсудим ниже, а пока отметим, что получающаяся при моделировании достаточно сложного физического процесса простота математического описания свидетельствует о полной адекватности статистической модели описываемому процессу, хотя отдельные детали в простейшем ее варианте могут быть не учтены.

На рис.2 кружками, квадратами, ромбами и треугольниками показаны экспериментальные значения сечений образования конечных ядер-продуктов в максимумах функции возбуждения для xp -, rxp - и αxp -каналов девозбуждения исследованных компаунд-ядер Pu . Выбор для анализа величин сечений в максимумах функций возбуждения связан с тем, что края функций возбуждения чувствительны к второстепенным деталям расчета (например, Δl и $l_{кр}$, близость кулоновского барьера слияния и т.д.), не влияющих на основные положения статистической модели.

Основную часть экспериментального массива составляют данные, полученные в настоящей работе в реакциях $^{24,26}Mg + Au$ и $^{22}Ne + ^{205}Tl$. Для того, чтобы немного расширить диапазон данных для нуклидов с $N \leq 126$, использованы также данные из работы [3], в которых изотопы протактиния получались в реакции $^{51}V + ^{170}Er$. Измеренные в этой реакции величины сечений отнормированы на сечение, полученное в реакции с ионами ^{24}Mg . Нормировка сделана по сечению образования изотопа ^{217}Pu и позволяет исключить возможные систематические ошибки в измерениях, сделанных на различных установках. Сечения образования ядер-продуктов из компаунд-ядер протактиния измерялись также в реакции $^{40}Ar + ^{181}Ta$ [27], однако полученные в этих экспериментах величины сечений хорошо совпадают с данными, полученными нами в реакции $^{24}Mg + Au$ и поэтому на рисунке не приведены.

Для исключения хорошо известной зависимости сечений от длины волны во входном канале экспериментальные величины сечений отнормированы на величину $\pi\lambda^2$. Также, чтобы не усложнять картину необходимостью учета влияния на сечения барьерных эффектов в канале слияния, мы ограничились использо-

ванием данных для реакций с испарением не менее четырех нейтронов. Из рисунков видно, что, несмотря на сделанные ограничения, в нашем распоряжении остается достаточно широкий набор данных как в области нуклидов с $N \geq 126$, так и области нуклидов с $N \leq 126$. В этом смысле набор экспериментальных данных для компаунд-ядер протактиния выгодно отличается своей полнотой от аналогичных наборов данных для компаунд-ядер тория и урана, в которых хорошо представлена только одна из областей: либо с $N \leq 127$ - для компаунд-ядер тория, либо с $N \geq 126$ - для компаунд-ядер урана. Однако, даже в этом случае, исходя из одного вида экспериментальных данных, трудно сделать обоснованный вывод об отсутствии или наличии изломов в зависимостях сечений xp -, rxp - или αxp -реакций при числе нейтронов в ядре-продукте $N = 126$, с которыми обычно и связывается заключение об исчезновении или сохранении оболочечных эффектов в возбужденном ядре. Результаты расчета для xp -, rxp - и αxp -каналов с использованием различных вариантов по программе HIVAR показаны на рисунке 2.

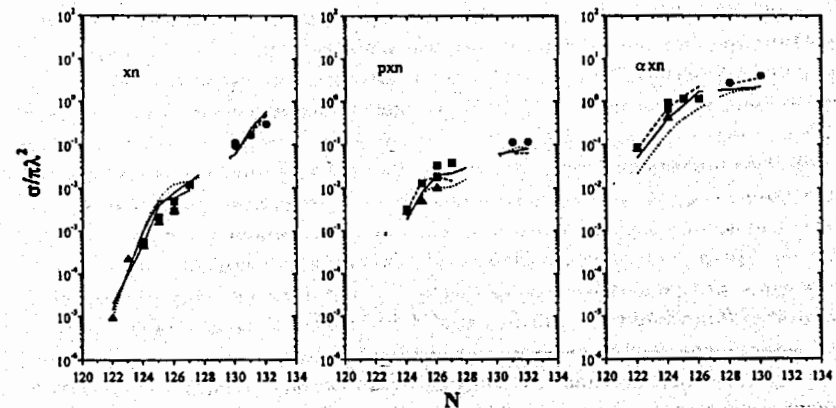


Рис.2. Экспериментальные и расчетные значения для приведенных сечений образования испарительных продуктов в реакциях $^{24,26}Mg + ^{197}Au$ и $^{20,22}Ne + ^{205}Tl$

Прежде чем перейти к обсуждению вариантов статистической модели, отметим некоторые изменения, которые нам пришлось сделать в программе HIVAR для правильного описания сечений rxp - и αxp -реакций.

Из экспериментальных данных, приведенных в таблицах 1-3 и показанных на рисунке, следует, что характерной особенностью исследованных реакций является доминирование в испарительном канале нуклидов, образующихся в αxp -реакциях. Даже при относительно небольших энергиях возбуждения компаунд-ядер (≈ 35 МэВ) сечения αxp -реакций превосходят сечения xp -реакций на порядок величины. С ростом нейтронного дефицита ядер-продуктов различия в величинах сечений увеличиваются за счет быстрого уменьшения сечений xp -реакций и достигают двух порядков величины. Поэтому можно предполагать, что в исследуемых реакциях величины сечений для различных мод испарительного канала будут опре-

2) без учета оболочечной поправки в делительном канале ($B_f^{Shell} = 0$ и стандартном способе учета оболочечной поправки в плотности уровней.; (штрихпунктирная линия);

3) при стандартном способе учета оболочечных поправок в делительном и испарительном каналах, описанном выше (сплошная кривая).

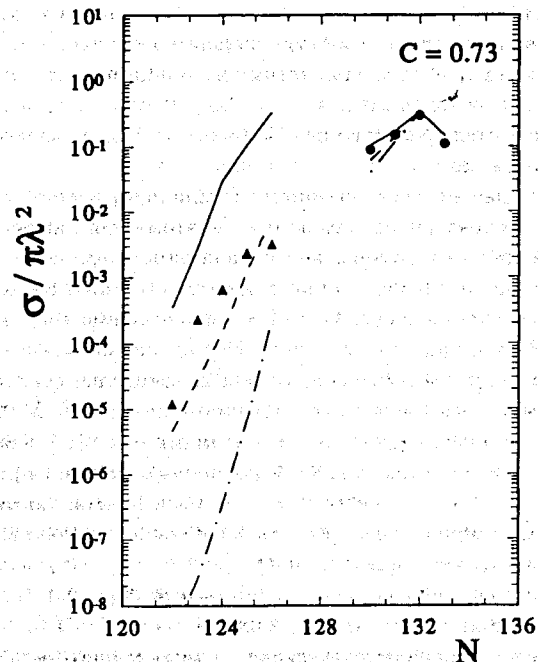


Рис.3. Экспериментальные и расчетные значения для приведенных сечений образования изотопов протактиния с числом нейтронов близким к $N=126$ при трех различных способах учета оболочечных эффектов в стандартной статистической модели

Расчеты сделаны с использованием программы ALICE-MP. Во всех расчетах использовалось фиксированное значение подгоночного коэффициента C при жидкокапельном барьере деления равное 0.73, полученное из условия правильного описания экспериментальных данных о сечениях образования ядер-продуктов с $N \geq 130$, т.е. ядер, для которых реальные оболочечные поправки близки к нулю. Напомним также, что во всех наших расчетах мы используем экспериментальные значения для масс нуклидов и, следовательно, оболочечные эффекты в энергиях связи испаряемых частиц учитываются автоматически во всех трех вариантах расчета. Исходя из того, что существование сильных оболочечных эффектов в плотности уровней у магических ядер установлено экспериментально и что они, как это было показано в работе [18], достаточно хорошо описываются формулой 3.1, можно считать, что наблюдаемое на рисунке расхождение результатов второго варианта расчета и экспериментальных данных отражает стабилизирующее влияние оболочечных эффектов в делительном канале. Как видно из рисунка (штрихпун-

ктирная линия), оно достаточно велико – расчетные и экспериментальные величины сечений образования изотопов протактиния с $N \leq 127$ отличаются на фактор от 10 до 1000 раз. Полученный из проведенного сравнения результат можно рассматривать как количественную оценку величины стабилизирующего влияния оболочечных эффектов на делительную моду распада изотопов протактиния в реакциях "горячего" слияния.

Из рисунка следует, что полное исключение оболочечных эффектов в плотности уровней и барьере деления (пунктирная линия) приводит в случае изотопов протактиния к удовлетворительному согласию расчетных и экспериментальных значений сечений. Мы посчитали необходимым привести этот вариант расчета, так как он достаточно часто используется в литературе. Однако, как было показано в работах [1, 22], при использовании такого подхода для описания всего массива сечений в области ядер от Bi до U значения коэффициента C приходится сначала увеличивать от 0,65 до 1,00 и затем снова уменьшать до 0,7. Поэтому мы считаем, что обоснованность его использования не подтверждается экспериментом.

С другой стороны, из рисунка видно, что и стандартный способ учета оболочечных эффектов в делительном и испарительном каналах, используемый в статистической модели, не приводит к хорошим результатам. В этом случае степень стабильности возбужденных ядер с оболочечной структурой относительно делительной моды распада явно переоценивается, что и приводит к завышенным на фактор 10–20 значениям расчетных сечений для ядер протактиния с $N \leq 127$. Поэтому, при использовании в расчетах только одного варьируемого параметра – коэффициента C – для согласования результатов расчета с экспериментальными данными приходится скачкообразно уменьшать коэффициент C на ~15–20% при переходе к оболочечным ядрам-продуктам.

И, наконец, рассмотрим, что может дать в нашем случае учет эффекта коллективного усиления в плотности уровней, на который достаточно часто ссылаются в статьях, как на наиболее физически обоснованную причину расхождения экспериментальных результатов и расчета по стандартной статистической модели.

Еще в работах Бора и Моттельсона было показано, что плотность уровней должна включать коллективные и внутренние возбуждения, т.е. $\rho(E) = K_{coll} \cdot \rho_{intr}(E)$. Для деформированных ядер коллективное усиление связано с наличием ротационного усиления, а в случае сферических ядер – вибрационного. Для проведения конкретных расчетов сечений образования испарительных продуктов впервые эта идея была использована в работе [33], а наиболее полно этот вопрос рассмотрен недавно в работе [26] при исследовании выхода тяжелых ядер с $N \approx 126$ в реакции $^{238}\text{U}(950 \text{ А МэВ}) + \text{Cu}$. Оказалось, что введение коллективного усиления проблема более сложная, чем можно было ожидать, так как эффект коллективного усиления плотности уровней должен плавно исчезать с увеличением энергии возбуждения, что потребовало введения фермиевской функции с двумя параметрами $E_{кр}$ и $d_{кр}$. Кроме этого в случае ротационного усиления плотности уровней необходимо вводить параметры квадрупольной деформации для основного состояния ($\beta_2 \approx 0.2 \div 0.3$, $A \approx 220 \div 230$) и для седловой точки ($\beta_2 \approx 1.0$). В случае учета ви-

брационного усиления пришлось добавочно вводить еще три параметра: два из которых связаны с эффективной деформацией ядра в вибрационных состояниях и один – просто нормировочный коэффициент. В таком подходе авторам работы [26] удалось улучшить согласие результатов расчета с экспериментальными данными. Мы провели аналогичные расчеты для наших реакций и установили, что в рамках данного подхода можно получить описание экспериментальных данных с близким к постоянному значением коэффициента C , считая, что с уменьшением N квадрупольная деформация составных ядер уменьшается, а ядра с $N \leq 127$ являются сферическими. Проведя все эти расчеты мы, к сожалению, пришли к выводу, что при существующих на сегодняшний день вопросах о численных значениях величин для основных параметров модели, которые необходимо использовать при анализе конкретных экспериментальных функций возбуждения (значения жидкокапельных барьеров деления и оболочечных поправок для конкретных ядер), введение коллективного усиления уровней требует использования слишком большого числа дополнительных параметров и поэтому не может пока помочь в ответе на вопрос о границах применимости статистической модели к описанию процесса девозбуждения тяжелых компаунд-ядер.

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

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант № 96-02-17209.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.// Nucl.Phys.A. 1997. V.620. P.229.
- [2] Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.// Nucl.Phys.A. 1997. V.626. P.857.
- [3] Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др.// ЯФ. 1997. Т.60. В.1. С.5.
- [4] Yeregin A.V., Andreyev A.N., Bogdanov D.D. et al.// NIM. 1989. V.A274. P.528.
- [5] Yeregin A.V., Andreyev A.N., Bogdanov D.D. et al.// NIM. 1994. V.A350. P.608.
- [6] Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.// Nucl.Phys.A. 1994. V.568. P.323.
- [7] Andreyev A.N., Bashevov V.V., Bogdanov D.D. et al.// NIM. 1995. V.A364. P.342.
- [8] Borggreen J., Valli K. and Hyde E.K.// Phys.Rev. 1970. V.C2. P.1841.

- [9] Schmidt K.-H., Faust W., Munzenberg G. et al.// Nucl.Phys. 1979. V.A318. P.253.
- [10] Miyatake H., Nomura T., Kubono S. et al.// Nucl.Phys. 1989. V.A501. P.557.
- [11] Andreyev A.N., Popoko A.G., Yeregin A.V. et al.// Известия РАН (серия физическая). 1996. Т.60. В.1. С.148ю.
- [12] Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др.// Известия РАН (серия физическая). 1996. Т.60. В.7. С.186.
- [13] Wapstra A.H., Audi G., and Hoekstra R.// ADND Tables. 1988. V.39. P.281.
- [14] Northcliff R.L., Schilling R.F.// Nucl.Data Tables. 1970. V.A7. P.233.
- [15] Westmeier W., Merklin A.// Preprint Nr.29-1. 1985. Karlsruhe.
- [16] Музыка Ю.А., Пустыльник Б.И.// Препринт ОИЯИ ДЗ-83-644. 1983. Дубна.
- [17] Reisdorf W.// Z.Phys. 1981. V.A300. P.227.
- [18] Игнатьев А.В., Смиренин Г.Н., Тишин А.С.// ЯФ. 1975. В.21. С.485.
- [19] Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др.// Краткие сообщения ОИЯИ. 1995. Т.4[72]-95. С.43.
- [20] Sahn C.-C., Clerc H.-G., Schmidt R.-H. et al.// Nucl.Phys. 1985. V.A441. P.316.
- [21] P.Frobrich// Phys.Rep. 1984. V.116. P.337.
- [22] Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.// Nucl. Phys. 1995. V.A583. P.169.
- [23] Cohen S., Plasil F. and Swiatecki W.J.// Ann.Phys. 1975. V.82. P.485.
- [24] Sierk A.J.// Phys. Rev.C. 1986. V.33. P.2039.
- [25] Myers W.D. and Swiatecki W.J.// Ark.Fyz. 1967. V.36. P.343.
- [26] Junghans A.R., de Jong M., Clerk H.-G. et al.// Preprint IKDA 97/24. 1997. Darmstadt.
- [27] Vermeulen D., Clerc H.-G., Sahn C.-C. et al.// Z.Phys. 1984. V.A318. P.157.
- [28] Alexander J.M., Guerreau-D., Vaz L.C. et al.// Z.Phys. 1982. v.A305. P.313.
- [29] Perey C.M., Perey F.G.// ADND Tables. 1976. V.17. P.2.

- [30] Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.// In: Proc. 8th Int. Conf. on Nucl. Reaction Mechanisms, Varenna, June 9-14, 1997 / Ed. by E.Gadioli. Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente, Supplemento 111, Milano, 1997.
6) Краткие сообщения ОИЯИ: 1996. V.3[77]-96. С.65. Дубна.
- [31] Schmidt K.-H., Faust W., Munzenberg G. et al.// In: Proc.Phys. and Chem. Fission, 1979, Vienna/ IAEA. 1980. V.1. P.409:
- [32] Sahn C.-C., Clerc H.-G., Schmidt K.-H. et al.// Nucl.Phys.A. 1985. V.441. P.316.
- [33] Игнатьев А.В., Истеков К.К., Смиренин Г.Н.// ЯФ. 1983. Т.37. С.316.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июня 1998 года.