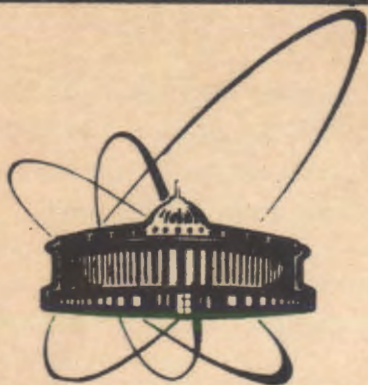


91-481



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Д7-91-481

А. Н. Андреев, Д. Д. Богданов, А. В. Еремин,
А. П. Кабаченко, О. Н. Малышев, Р. Н. Сагайдак,
Л. И. Саламатин, Г. М. Тер-Акопьян, В. И. Чепигин,
Е. А. Черепанов

ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОТОПОВ ЭЛЕМЕНТА 102
В РЕАКЦИЯХ $^{22}\text{Ne} + ^{236}\text{U}$ И $^{26}\text{Mg} + ^{232}\text{Th}$

Направлено в журнал "Nuclear Physics"

1991

1. Введение

Реакции "горячего" слияния ядер (энергия возбуждения составного ядра $E_{\text{сн}}^* \geq 40$ МэВ), приводящие к образованию продуктов испарения, около двух десятилетий (примерно до середины семидесятых годов) весьма интенсивно использовались в качестве основного метода получения и изучения свойств новых нуклидов с $Z \geq 100$ (см. обзоры ^{1-4/} и ссылки в них). Начиная с середины 70-х, после обоснования метода "холодного" слияния ($E_{\text{сн}}^* \approx 20$ МэВ), происходящего при взаимодействии ядер мишени Pb, Bi и налетающих ионов тяжелее $\text{Ar}^{5-6/}$, основные интересы в области получения и изучения образования трансфермиевых нуклидов сместились к реакциям "холодного синтеза". Как известно, использование этих реакций позволило получить ряд новых трансфермиевых нуклидов вплоть до элемента 109 (см. обзоры ^{7-9/} и ссылки в них).

В результате многочисленных экспериментов по синтезу трансфермиевых нуклидов получены данные о функциях возбуждения (сечениях образования, выходах) исследуемых продуктов. На основании этих данных, а также изучения модельных реакций, были развиты феноменологические и полуэмпирические методы расчета сечений образования продуктов (HI, xn) -реакций в области сильноделящихся ядер ^{10-14/}. Эти подходы подразумевают, что образование конечного продукта в области трансурановых ядер происходит через образование составного ядра и его последующее девозбуждение, в основном, путем эмиссии нейтронов и γ -квантов. Выживание конечного продукта происходит в результате конкуренции испарительного процесса с делением на каждом этапе цепочки испарения. Эмиссия γ -квантов характерна для конечного этапа девозбуждения составного ядра ^{12/}. Сечения образования продуктов испарения составляют небольшую величину по сравнению с сечением образования составного ядра, поэтому основные усилия при анализе экспериментальных данных, полученных в этой области, направлялись на совершенствование представлений о делимости возбужденных предельно тяжелых ядер ^{13-15/}. Для определения сечения образования составного ядра использовались различные варианты суммирования парциальных волн, прошедших через одномерный потенциальный барьер. При этом параметры потенциала взаимодействия определялись из анализа полученных к тому времени экспериментальных данных в реакциях слияния-деления ^{15-16/}.

Для предельно тяжелых систем взаимодействующих ядер в последнее десятилетие были обнаружены существенные пороговые ограничения (запреты) на слияние, приводящие к необходимости наличия дополнительной кинетической энергии налетающего иона ("extra-extra push energy") для осуществления полного слияния взаимодействующих ядер с образованием моноядра /17-18/. Результаты изучения слияния систем с различной масс-асимметрией во входном канале (в комбинациях, близких к симметричным), с использованием ионов тяжелее ^{86}Kr /19-20/, качественно воспроизводятся предсказаниями макроскопических моделей /21-22/. Вместе с тем отклонения от общих тенденций заметно проявляются для асимметричных комбинаций взаимодействующих ядер вблизи пороговых значений масштабного параметра делимости /23-24/.

Результаты экспериментов по изучению реакций слияния-деления в асимметричных комбинациях ядер тяжелее кислорода с ядрами урана и вблизи него /25-26/, совместного анализа этих данных с данными, полученными в симметричных комбинациях, показали, что пороговая величина масштабного параметра делимости, определяющая необходимость включения дополнительной энергии для образования составного моноядра, такова, что можно ожидать проявления "extra-extra push"-эффектов при слиянии ядер в комбинациях типа $\text{Ne}+\text{U}$ и $\text{Mg}+\text{Th}$.

В настоящей работе изучалось образование составного ядра $^{258}102^*$ в реакциях $^{22}\text{Ne}+^{236}\text{U}$ и $^{26}\text{Mg}+^{232}\text{Th}$ и его последующий распад по каналам испарения нейтронов, приводящий к образованию изотопов элемента 102 с массовыми числами 252-254. Измеренные энергетические зависимости сечений образования этих изотопов сравниваются с аналогичными, полученными ранее в более асимметричных комбинациях взаимодействующих ядер. Проведено сравнение полученных сечений образования в максимумах функций возбуждения и барьеров слияния с аналогичными данными, известными по литературе. Результаты анализа данных по барьерам слияния сопоставляются с результатами, полученными в реакциях слияния-деления аналогичных составных систем /25-26/. Данные сравниваются с расчетами по статистической модели /11/. Для достижения согласия расчетных функций возбуждения с экспериментом в рамках этой модели рассмотрены некоторые вариации в определении сечения слияния ядер.

Одной из задач, которая решалась в настоящей работе, была проверка возможностей использования кинематического сепаратора "ВАСИЛИСА" /27/ для изучения продуктов слияния ядер, образующихся в асимметричных

комбинациях с сечениями в области нанобарн. Ранее эта методика применялась в аналогичных исследованиях асимметричных систем, для которых характерные сечения образования продуктов реакций испарения лежат в области микробарн /28-32/.

2. Эксперимент

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-400 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ с помощью электростатического сепаратора ядер отдачи ВАСИЛИСА /27/. Схема установки показана на рис. 1. Отделение продуктов реакций полного слияния от продуктов фоновых реакций и частиц пучка осуществляется сепарирующим блоком из трех электростатических диполей. Первый триплет магнитных квадрупольных линз, расположенный перед сепарирующим блоком, принимает ядра отдачи в угловом акцептансе 10^{-2} ср, формируя из них квазипараллельный пучок. Второй триплет, расположенный позади диполей, обеспечивает фокусировку ядер отдачи на детекторах.

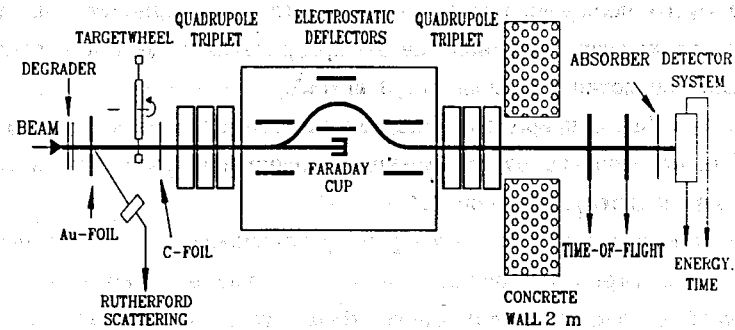


Рис. 1. Схема установки (времяпролетная система не использовалась в настоящих экспериментах).

2.1. ПУЧКИ

Ускоренные пучки ионов $^{22}\text{Ne}^{+3}$ и $^{26}\text{Mg}^{+3}$ выводились из камеры циклотрона путем перезарядки на углеродном стриппере, фокусировались и транспортировались к установке системой квадрупольных линз. Интенсивность пучка ионов, прошедшего через мишень, определялась с

помощью цилиндра Фарадея, присоединенного к интегратору тока (см. рис. 1). Средняя интенсивность пучка $^{22}\text{Ne}^{10+}$ в облучениях составляла $5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Аналогичная величина для пучка $^{26}\text{Mg}^{12+}$ была $3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

В зависимости от требуемого диапазона энергий ускоряемого иона на мишени использовался двух- и трех- оборотный вывод пучка из ускорителя^{/33/}.

Тонкое изменение энергии, в пределах нескольких МэВ, проводилось с помощью дополнительного вращающегося алюминиевого поглотителя, располагаемого перед мишенью (см. рис. 1). Энергия пучка ионов определялась по упругому рассеянию на тонкой золотой фольге, периодически устанавливаемой перед мишенью для контроля в ходе облучения. Рассеянные под углом 30° ионы регистрировались полупроводниковым поверхностно-барьерным детектором. Энергия ионов на середине слоя мишени определялась с помощью таблиц пробег-энергия^{/34-35/} с учетом торможения в поглотителе, подложке мишени и самой мишени.

2.2. МИШЕНИ

Мишень из ^{236}U с обогащением 99,9% и толщиной $0,3 \text{ мг/см}^2$ была изготовлена путем послойного нанесения вещества на титановую подложку и последующего прокалывания на воздухе до превращения вещества в оксидную форму. Толщина подложки составляла $1,3 \text{ мг/см}^2$.

Мишень из ^{232}Th с природным содержанием изотопов имела толщину $0,15 \text{ мг/см}^2$ и была изготовлена путем электростатического распыления вещества на алюминиевую подложку толщиной $1,6 \text{ мг/см}^2$.

Мишени соответствующей геометрии устанавливались в отверстиях непрерывно вращающегося диска, частота вращения которого была синхронизована с частотой модуляции тока пучка ионов. Отверстия в мишенном диске были сделаны таким образом, чтобы исключить попадание пучка ионов на материал диска.

Для "нормализации" ионного заряда продуктов реакций испарения, захватываемых в режим сепарации, на расстоянии 8 см от мишени по ходу пучка устанавливалась углеродная фольга толщиной 30 мкг/см^2 (см. рис. 1).

2.3. РЕГИСТРАЦИЯ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ

Продукты реакции на выходе сепаратора вбивались в полупроводниковые детекторы, измерявшие энергии α -частиц и осколков деления

имплантированных радиоактивных ядер. На первом этапе экспериментов использовалась мозаичная сборка из 7 круглых Si(Au) поверхностно-барьерных детекторов с общей активной площадью 35 см^2 . Максимальный диаметр сборки составлял 85 мм. На втором этапе применялся 8-полосковый детектор, изготовленный методом планарной технологии, имеющий такую же активную площадь и диаметр 75 мм. Обе сборки во время работы охлаждались до температуры 265 К. Энергетическое разрешение детекторов первой сборки для α -частиц с энергией 6-9 МэВ было около 35 кэВ, для второй аналогичная величина составляла 25 кэВ. Сигналы с детекторов поступали на спектрометрические тракты, подключенные через мультиплексоры к отдельным для α -частиц и осколков деления АЦП. Информация об энергии частицы, времени ее регистрации и номере тракта с меткой "в пучке"-"вне пучка" через контроллер крейта поступала на ПЭВМ IBM PC/AT, работавшую в режиме on-line. Для повышения надежности получаемой информации при ее окончательной обработке отбирались события, зарегистрированные "вне пучка", то есть в паузе между импульсами пучка ускорителя. Подробно система регистрации событий на выходе сепаратора описана ранее^{/36/}.

Такая система регистрации позволяла выделять каналы реакции по характерной энергии α -частиц имплантированных радиоактивных продуктов и их дочерних ядер, образующихся в результате последующего α -распада. Одновременная регистрация осколков деления обеспечивала дополнительные возможности идентификации продуктов, испытывающих спонтанное деление.

2.4. ИДЕНТИФИКАЦИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДА ПРОДУКТОВ

Основные свойства изотопов элемента 102 и их дочерних продуктов - изотопов фермия, образование и регистрация которых ожидалось в исследованных нами диапазонах энергий ионов, приведены в таблице 1^{/37/}. Образование изотопов фермия возможно также и в реакциях $(\text{HI}, \alpha\text{xn})$ с выходами, в несколько раз превышающими выходы реакций (HI, xn) , как было показано в результате ранее проведенных экспериментов с ионами ^{22}Ne и ^{18}O в этой области ядер в условиях полного собирания продуктов^{/38-39/}. Однако, в условиях кинематической сепарации продуктов, можно ожидать существенного (примерно на порядок величины) подавления выхода продуктов $(\text{HI}, \alpha\text{xn})$ -реакций, как это следует из результатов наших экспериментов^{/28,40/}. Для реакций типа (HI, pxn) , приводящих к тем же изотопам Fm после

нерегистрируемых β -переходов соответствующих изотопов Md, такого подавления не должно наблюдаться ^{/28/}. Однако выходы продуктов этих реакций существенно ниже аналогичных - результата реакций (HI, xp) в области образующихся трансфермиевых ядер ^{/41/}.

Таблица 1

Радиоактивные свойства изотопов и дочерних продуктов элемента 102 ^{/37/}

Нуклид	Период полураспада	Энергия α -част. (МэВ)	Интенсивность (%)	Ветвь α -распада (%)	Другие моды распада (%)
²⁵⁴ 102	55 с	8,100	85	90 ^a	10 (EC) ^a
		8,057	15		
		7,430	83		
²⁵⁰ Fm	30 м	7,390	17	>90	<10 (EC)
		7,390	17		
²⁵³ 102	1,7 м	8,010	100	80 ^b	20 (EC) ^b
²⁴⁹ Fm	2,6 м	7,530	100	15 ^b	85 (EC) ^b
²⁵² 102	2,3 м	8,415	75	73,1	26,9 (SF)
		8,372	25		
²⁴⁸ Fm	36 с	7,870	80	>99	<1 (EC)
		7,830	20		

^a) Экспериментальная величина из ^{/42/}.

^b) Расчетная величина из ^{/37/}.

На рис. 2 приведены примеры α -спектров в диапазоне энергий α -частиц от 7 до 9 МэВ, полученных в реакции ²²Ne+²³⁶U при энергии пучка 124 МэВ (рис. 2а) и в реакции ²⁶Mg+²³²Th при энергии 141 МэВ (рис. 2б). Спектр из реакции ²²Ne+²³⁶U получен с помощью сборки из 7 детекторов, а спектр из реакции ²⁶Mg+²³²Th - с 8-полосковым детектором. Некоторые активности, указанные на рисунках, не связаны с образованием и распадом ²⁵⁸102. Так, линия 7,45 МэВ - результат распада накопившейся в предварительных облучениях ¹⁹⁷Au-мишени (калибровка α -трактов) долгоживущей активности ²¹¹Rn по цепочке ²¹¹Rn \xrightarrow{EC} ²¹¹At \xrightarrow{EC} ²¹¹Po $\xrightarrow{\alpha, 7,45}$. Дублет 7,13 - 7,69 МэВ, наблюдаемый только в реакции ²⁶Mg+²³²Th, идентифицирован нами как результат распада ²¹⁸Rn $\xrightarrow{\alpha}$ ²¹⁴Po $\xrightarrow{\alpha}$ на основании α - α корреляций ^{/36/}. Предшественники этой цепочки - ²²²Ra (α : 6,56 МэВ) и ²²⁶Th (α : 6,23, 6,34 МэВ) - также наблюдались в α -спектрах. Эти нуклиды должны образовываться в реакциях срыва нуклонов с ядра-мишени ²³²Th, как показывают результаты проведенных ранее экспериментов по взаимодействию ²²Ne ^{/43/} и ⁸⁴Kr ^{/44/} с ²³²Th. Незначительная часть этих продуктов могла транспортироваться сепаратором вместе с продуктами реакций испарения ^{/40,45/}.

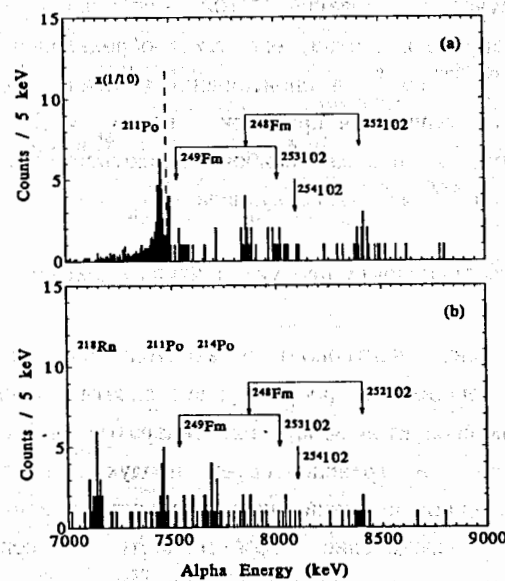


Рис. 2. α -спектры из реакций ²²Ne+²³⁶U - (а) и ²⁶Mg+²³²Th - (б) (см. подробности в тексте).

В таблице 2 приведено число событий с характерной энергией α -частиц, либо спонтанного деления (SF), отнесенное к распаду изотопов элемента 102 и их дочерних продуктов. Так как пробеги регистрируемых α -частиц в детекторе (R_α) существенно больше глубины имплантации продукта реакции испарения (R_{ER}), вероятность регистрации полной энергии α -частицы (ϵ_D) принималась как $\epsilon_D = 0,5(1 + R_{ER}/R_\alpha) \approx 0,5$. Эта величина использовалась при определении выходов изотопов элемента 102 с массовыми числами 254 и 253 с учетом их ветви на α -распад (b_α). Регистрации дочернего продукта ^{250}Fm ($E_\alpha = 7,43$ МэВ) мешала упоминавшаяся выше активность ^{211}Po . Альфа-распад другого дочернего продукта - ^{249}Fm , ветвь которого не известна экспериментально, проявлялся в полученных α -спектрах (см. рис. 2). Считая, что весь зарегистрированный ^{249}Fm образовался в результате α -распада $^{253}\text{102}$, мы определили ветвь α -распада $b_\alpha = (32,8 \pm 8,5)\%$ для ^{249}Fm по сумме всех проведенных экспериментов. Эта величина оказалась в 2 раза больше расчетного значения, приведенного в таблицах ^{/37/}, и согласуется с данными систематики ^{/46/} ($b_\alpha = 32\%$) и экспериментальной оценкой ^{/59/} ($b_\alpha \approx 40\%$). При определении выхода $^{253}\text{102}$ ветвь его α -распада полагалась равной расчетной величине ^{/37/} (см. таблицу 1). В случае образования $^{252}\text{102}$, свойства которого ^{/47/}, как и дочернего ^{248}Fm , хорошо известны, его выход определялся по сумме событий α -распада $^{252}\text{102} \rightarrow ^{248}\text{Fm} \rightarrow \alpha$ и спонтанного деления, отнесенного целиком к SF $^{252}\text{102}$ ($\epsilon_D = 1$). Полученная при этом ветвь $b_{SF} = (21,6 \pm 4,2)\%$ по сумме всех экспериментов, в пределах ошибок удовлетворительно согласуется с известной величиной ^{/47/} для этого нуклида - $b_{SF} = (26,9 \pm 1,9)\%$.

2.5. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТРАНСПОРТА ПРОДУКТОВ ЧЕРЕЗ СЕПАРАТОР

Испарение частиц (нейтронов) и взаимодействие с атомами мишени приводит к существенному разбросу в углах вылета, ионных зарядах и по скоростям конечных продуктов испарения. Сепаратор ВАСИЛИСА имеет угловой акцептанс 10^{-2} ср и транспортирует продукты в диапазоне $\pm 10\%$ относительно их средних значений энергии и ионного заряда ^{/27/}. Расчет и экспериментальное определение эффективности транспорта продуктов испарения, полученных в реакциях с ионами ^{22}Ne и ^{26}Mg , показывали ^{/40/}, что эта величина в случае образования атомов элемента 102 в исследуемых реакциях должна находиться в районе нескольких процентов.

В настоящей работе эффективность транспорта (ϵ_{tr}) определялась

полуэмпирическим путем. Предполагалось, что эта величина в основном определяется двумя факторами: а) кинематическим (ϵ_{kin}), который зависит от разброса по углу вылетающих из мишени продуктов испарения и углового акцептанса на входе в сепаратор; б) транспортом этих продуктов через сепаратор (ϵ_{sep}), который зависит от разбросов по энергии и ионному заряду и соответствующих акцептансов сепаратора. Таким образом, полная эффективность транспорта могла быть представлена в виде:

$$\epsilon_{tr} \approx \epsilon_{kin} \epsilon_{sep} \quad (1)$$

Величина ϵ_{kin} определялась расчетным путем ^{/48/}, с учетом рассеяния тяжелых продуктов на атомах мишени ^{/49/}, их углового разброса, определяемого испарением нейтронов, и геометрии входа продуктов в сепаратор (эффективный диаметр мишени, диаметр входной диафрагмы и расстояния между ними).

Величина ϵ_{sep} определялась полуэмпирически с использованием модельных реакций $^{22}\text{Ne} + ^{\text{nat}}\text{W}$ и $^{26}\text{Mg} + ^{181}\text{Ta}$. Полагалось, что образующиеся в этих реакциях долгоживущие продукты $^{199-200}\text{Po}$ и $^{202-203}\text{At}$, удобные для проведения "off line"-измерений α -активности, транспортируются в сепараторе подобно изотопам элемента 102 - продуктам исследуемых реакций $^{22}\text{Ne} + ^{236}\text{U}$ и $^{26}\text{Mg} + ^{232}\text{Th}$. Полная эффективность транспорта в модельных экспериментах ($\epsilon_{tr}^{\text{mod}}$) определялась экспериментально - сравнением накопленной активности, указанных выше продуктов, на сборнике, устанавливаемом непосредственно за мишенью, и на детекторах сепаратора ^{/40/}. Кинематический фактор для модельных реакций ($\epsilon_{kin}^{\text{mod}}$) вычислялся таким же образом ^{/48/}, как и в случае реакций, приводящих к образованию изотопов элемента 102. В итоге эффективность транспорта определялась как

$$\epsilon_{tr} = \epsilon_{kin}^{\text{mod}} / \epsilon_{tr}^{\text{mod}} \quad (2)$$

Основанием для такого подхода в определении эффективности транспорта через сепаратор ($\epsilon_{sep} = \epsilon_{tr}^{\text{mod}} / \epsilon_{kin}^{\text{mod}}$) являлись близкие значения параметров зарядовых распределений для тяжелых атомов отдачи ^{/50/}, их кинетических энергий и эмиттанса продуктов испарения ^{/48/}, образующихся в модельных реакциях, и атомов элемента 102.

Экспериментальное определение величины $\epsilon_{tr}^{\text{mod}}$ проводилось многократно в течение всего времени проведения настоящих экспериментов. Эти измерения проводились, как правило, до и после облучения мишеней Th и U,

которые обычно продолжались больше суток. Полученное среднее значение эффективности $\langle \epsilon_{tr}^{mod} \rangle$ использовалось для определения эффективности транспорта изотопов элемента 102 (ϵ_{tr}) в соответствии с выражением (2). Средние значения этих последних величин составляли $(2,3 \pm 0,5)\%$ для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{236}\text{U}$ и $(6,0 \pm 1,0)\%$ для реакции $^{26}\text{Mg} + ^{232}\text{Th}$, и незначительно варьировались от облучения к облучению для данной реакции.

2.6. РЕЗУЛЬТАТЫ

Условия облучений и результаты суммированы в таблице 2. Абсолютные поперечные сечения реакций испарения 4-6 нейтронов при данной энергии налетающего иона определены нормированием наблюдаемых выходов соответствующих продуктов на интегральный поток ионов, прошедших через мишень, толщину мишени, эффективности транспорта и регистрации (только "вне пучка") продуктов. В приведенных ошибках сечений учтены вклады, обусловленные статистикой зарегистрированных событий, неопределенностями в толщине мишени, интегральном потоке и транспортной эффективности ($\langle \epsilon_{tr}^{mod} \rangle$). Верхние границы приводимых сечений для реакции ($^{26}\text{Mg}, 4n$) соответствуют одному зарегистрированному событию α -распада $^{254}\text{102}$.

На рис.3 представлены функции возбуждения реакций испарения (4-6)-нейтронов, полученные на основании приведенных в таблице 2 абсолютных сечений образования изотопов элемента 102. Сравнение этих "экспериментальных" функций возбуждения с расчетными, полученными с помощью статистической модели ^{/11/}, показывает, что положения максимумов "экспериментальных" функций возбуждения удовлетворительно соответствуют таковым, полученным в результате расчета. Величина сечения в максимуме для реакции ($^{22}\text{Ne}, 4n$) примерно на порядок ниже расчетной, аналогичное занижение сечения для реакции ($^{26}\text{Mg}, 4n$) составляет уже фактор 30. Для реакций 5n подавление сечений не столь драматично и оценивается, соответственно, факторами 2,5 для комбинации с ^{22}Ne и 5 для комбинации с ^{26}Mg . Для реакций с испарением 6 нейтронов наблюдается вполне удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных значений сечений в максимуме функций возбуждения. Необходимо отметить, что максимальное отличие расчетных значений сечений в максимумах функций возбуждения от экспериментальных для всей совокупности имеющихся данных

по (n1, xn)-реакциям, оценивается фактором 3 ^{/11/}. Полученное таким образом расхождение с расчетом для реакций испарения 4-5 нейтронов, является, на наш взгляд, существенным и обсуждается ниже.

Таблица 2

Условия экспериментов и результаты облучений ^{236}U ионами ^{22}Ne и ^{232}Th ионами ^{26}Mg , приводящих к продуктам испарения составного ядра $^{258}\text{102}^*$

Нале- таю- щая час- тица	Энер- гия в лск* (МэВ)	Интегр. поток ионов ($\times 10^{17}$ част.)	Число событий			
			Сечение xn-реакции (нбарн)			
			4n	5n		6n
			$^{254}\text{102}$	$^{253}\text{102}$ ^{249}Fm	$^{252}\text{102}(\alpha / \text{SF})$ ^{248}Fm	
^{22}Ne	112±1	0,86	3 6,8±4,2	5 1 12,6±5,8	2 — 1 3,0±1,9	
	120±1	2,78	4 2,9±1,6	21 5 17,1±5,2	15 8 13 11,7±3,4	
	124±1	2,16	2 2,0±1,5	16 9 17,9±5,7	16 7 14 16,6±4,9	
	132±2	1,46	—	3 — 4,7±2,9	1 2 3 3,8±1,8	
^{26}Mg	136±2	0,49	— <2,1	4 1 9,5±4,7	2 — 2 3,8±2,1	
	141±1	2,28	3 1,6±1,0	6 3 3,6±1,4	10 7 6 5,2±1,6	
	146±1	1,09	— <0,9	3 — 3,1±1,9	5 1 10 6,7±2,2	
	148 ⁺³ -5	2,08	— <0,8	3 1 2,8±1,6	9 7 7 8,5±2,7	

*) Среднее значение на половине слоя вещества мишени за время облучения.

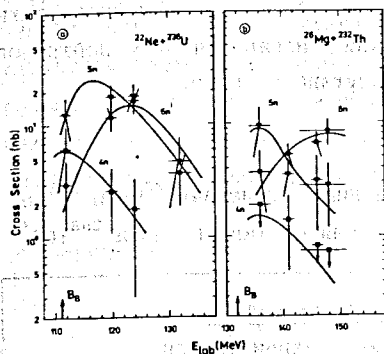


Рис. 3. Экспериментальные функции возбуждения реакций испарения (4-6)-нейтронов из составного ядра $^{258}_{102}^*$ в комбинациях $^{22}\text{Ne}+^{236}\text{U}$ - (а) и $^{26}\text{Mg}+^{232}\text{Th}$ - (б). Квадраты - образование $^{254}_{102}$ (4n-канал), перевернутые треугольники - $^{253}_{102}$ (5n-канал), кружки - $^{252}_{102}$ (6n-канал). Кривые проведены через точки. Стрелками указаны энергии, соответствующие барьеру Басса^{/51/}.

3. Анализ и обсуждение данных

3.1. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ ПОДХОД

Сравнение измеренных функций возбуждения с аналогичными, полученными в более асимметричных комбинациях^{/10,52/}, приводящих к составному ядру $^{258}_{102}^*$, показано на рис. 4. Экспериментальные функции возбуждения приведены в зависимости от энергии возбуждения составного ядра, которая определялась обычным образом:

$$E_{cn}^* = E_{cm} + M_p + M_t - M_{cn}^* \quad (3)$$

где E_{cm} - энергия налетающего иона в системе центра масс взаимодействующих ядер; M_p и M_t - массы взаимодействующих ядер в основном состоянии^{/53/}, а в качестве массы возбужденного составного ядра M_{cn}^* использовалась макроскопическая составляющая его массы^{/54/}.

Можно обратить внимание на некоторое смещение функций возбуждения 4n-реакций в сторону больших энергий возбуждения относительно показанного на рисунке порога для этой реакции с уменьшением масс-асимметрии (ростом массы налетающего иона) во входном канале реакции. Для реакций с испарением большого числа нейтронов этот эффект не наблюдается.

Влияние возможного относительного изменения барьера слияния на положение функций возбуждения реакций (n1,4n) показано на этом же рис. 4,

где стрелками для каждой из систем указан барьер слияния, соответствующий максимуму "эмпирического" потенциала взаимодействия ядер, предложенного Бассом^{/51/} и наиболее часто употребляемого при анализе данных о слиянии тяжелых систем. Учитывая "подбарьерность" 4n-канала в случае реакций с ^{16}O , можно утверждать, что никакого заметного ограничения "обычный" барьер слияния ядер не должен оказывать на положение функций возбуждения 4n-канала в реакциях с более тяжелыми ионами. Тем не менее его подавление по сравнению с более асимметричными комбинациями заметно из этого рисунка.

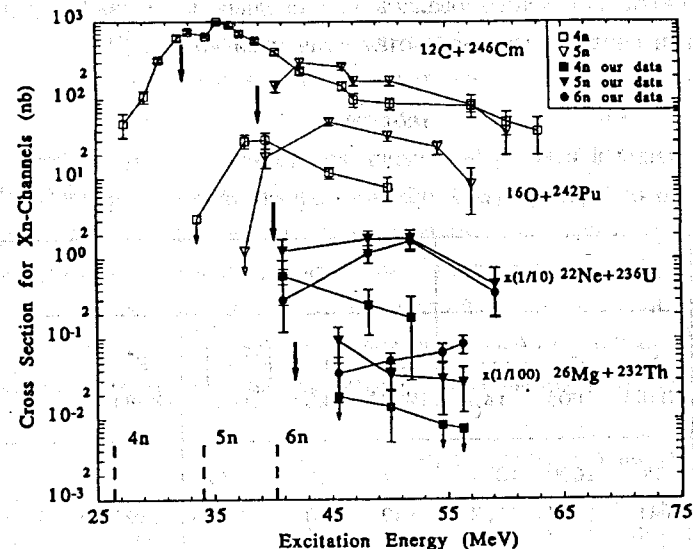


Рис. 4. Сравнение функций возбуждения реакций $^{22}\text{Ne}+^{236}\text{U}$ и $^{26}\text{Mg}+^{232}\text{Th}$ с аналогичными, полученными в более асимметричных комбинациях^{/10,52/}. Экспериментальные значения сечений (значки) соединены прямыми. Пунктиром обозначены пороги испарения 4, 5 и 6 нейтронов из составного ядра $^{258}_{102}^*$. Стрелками указана энергия возбуждения, соответствующая барьеру Басса^{/51/} для данной комбинации.

Рассматривая далее соотношение каналов девозбуждения и влияние на него масс-асимметрии во входном канале реакции, было проведено сравнение сечений (n1,xn)-реакций в максимумах функций возбуждения. Такое сравнение для $^{258}_{102}^*$ представлено в таблице 3, где помимо оценок экспериментальных сечений в максимуме функций возбуждения, приводятся

расчетные значения этих величин, полученные в статистической модели ^{/11/}, энергии возбуждения и приведенные величины сечений, нормированные на аналогичные, полученные в реакциях с ионами $^{16}\text{O} - (\tilde{\sigma}/\tilde{\sigma}_{^{16}\text{O}})$. Величина $\tilde{\sigma} = \sigma/(\pi\lambda^2 I^2)$ введена аналогично ^{/23/}, чтобы учесть изменения длины волны налетающей частицы (λ) и переданного углового момента (I) при переходе от ^{12}C к ^{26}Mg . При этом подразумевалось, что сечение образования сильноделящегося составного ядра определяется как $\sigma_{\text{fus}} \approx \pi\lambda^2 I^2$, а его распад обусловлен только делимостью, не зависящей от условий его формирования во входном канале реакции. В качестве характерной величины углового момента (I) использовалась его средняя величина, определяемая при вычислении сечения слияния в статистической модели ^{/11/}.

Таблица 3

Сравнение сечений в максимуме функции возбуждения χ -канала испарения в реакциях, приводящих к образованию составного ядра $^{258}102^*$

Реакция	4n			5n			6n		
	E^* (МэВ)	σ (нб)	$\left(\frac{\tilde{\sigma}}{\tilde{\sigma}_{^{16}\text{O}}}\right)$	E^* (МэВ)	σ (нб)	$\left(\frac{\tilde{\sigma}}{\tilde{\sigma}_{^{16}\text{O}}}\right)$	E^* (МэВ)	σ (нб)	$\left(\frac{\tilde{\sigma}}{\tilde{\sigma}_{^{16}\text{O}}}\right)$
$^{12}\text{C} + ^{246}\text{Cm}$	36 (41)	1000 (227)	18,4 (1,2)	44 (49)	300 (107)	2,92 (0,71)	(59)	(22)	(0,92)
$^{15}\text{N} + ^{243}\text{Am}$	41 (47)	80 (116)	2,1 (0,89)	50 (85)	(85)	(1,19)	(59)	(20)	(0,96)
$^{16}\text{O} + ^{242}\text{Pu}$	39 (46)	34 (111)	1,0 (1,0)	45 (50)	55 (78)	1,0 (1,0)	(59)	(15)	(1,0)
$^{22}\text{Ne} + ^{236}\text{U}$	≤ 45 (48)	7 (74)	0,24 (0,78)	50 (52)	25 (64)	0,63 (1,12)	55 (59)	15 (9,2)	(1,32) (0,81)
$^{26}\text{Mg} + ^{232}\text{Th}$	≈ 47 (49)	$\leq 1,6$ (42)	0,072 (0,59)	≤ 48 (52)	9 (46)	0,32 (1,15)	≥ 56 (60)	8 (8,2)	(0,89) (0,91)

* В скобках приведены результаты расчетов ^{/11/}.

Из этой таблицы, а также рис. 4 видно, что резкое падение (более, чем на два порядка величины) сечения 4n-канала при переходе от ^{12}C к ^{26}Mg не может быть объяснено тривиальными причинами, такими как повышение "обычного" барьера слияния, уменьшение длины волны падающей частицы и возрастание энергии возбуждения составного ядра (отличие в 4-7 МэВ между расчетными и экспериментальными значениями энергии возбуждения несущественно и объясняется исходным различием в массах составного ядра, бравшихся для вычислений, и некотором произволе в построении "экспериментальных" функций возбуждения). Аналогичная ситуация имеет место и для сечений 5n-канала, хотя падение сечений не столь драматично.

На рис. 5 показаны зависимости указанных в таблице 3 экспериментальных значений относительных приведенных сечений в максимуме функции возбуждения испарительного канала для $^{258}102^*$ и аналогичных величин для реакций, приводящих к другим составным ядрам, от относительной приведенной массы взаимодействующих ядер. Так же, как и в таблице 3, данные приведены для каналов испарения 4-6 нейтронов. Экспериментальные значения сечений взяты из оригинальных работ 10,46,52,55-60/. Там, где необходимо, указанные сечения поправлялись на известные в настоящее время значения вероятности распада ^{/37/} конечного продукта χ -реакции, который регистрировался в оригинальной работе.

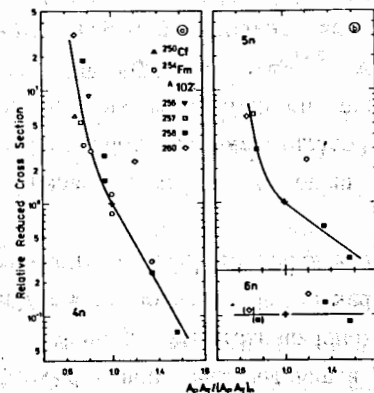


Рис. 5. Относительные приведенные сечения в максимуме функции возбуждения для каналов испарения 4n - (а) и (5,6)n - (б) реакций слияния, приводящих к $^{258}102^*$ (данные из таблицы 3) и другим составным ядрам (указаны на рисунке) в зависимости от относительной приведенной массы сливающихся ядер $\mu/\mu_n = A_P A_T / (A_P A_n)$. В скобках приведены расчетные сечения ^{/11/} для 6n-канала.

Такое представление данных для реакций "горячего" слияния указывает на то, что с уменьшением масс-асимметрии во входном канале реакции возникают достаточно сильные ограничения на слияние ядер вблизи барьера

(4n-каналы), эти ограничения заметны при энергии, слегка превышающей барьер (5n-каналы), и они отсутствуют при энергии, превосходящей "обычный" барьер слияния (6n-каналы). Другими словами, ограничения для этих реакций проявляются только в достаточно узком энергетическом диапазоне 5-10 МэВ, в районе "обычного" барьера слияния ядер.

3.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ БАРЬЕРОВ СЛИЯНИЯ ЯДЕР

Имея в виду полученные выше результаты, мы попытались извлечь барьеры слияния из наших данных и некоторых данных других авторов по суммарному сечению xn-каналов испарения - $\Sigma \sigma_{xn,cm}(E_{cm})$, основываясь на приближенном способе, предложенном и использовавшемся ранее /61/. Основываясь на а) приближении Хилла-Уилера для определения коэффициентов прохождения парциальных волн через барьер, б) независимости от углового момента коэффициентов прохождения, в) независимости от энергии возбуждения делимости составного ядра и г) на зависимости делимости от углового момента, определяемой вращением жидкой капли /62/, было показано, что подбарьерная и надбарьерная области $\Sigma \sigma_{xn,cm}(E_{cm})$ могут быть аппроксимированы двумя экспонентами. Точка пересечения этих экспонент определяет барьер слияния ядер.

Примеры такого анализа для реакций под действием ионов ^{12}C , ^{16}O и ^{22}Ne с ^{238}U показаны на рис. 6. Используются, соответственно, данные работ /10,59,55/ с коррекцией, указанной выше (для реакции ($^{16}O,5n$) взято полученное нами значение ветви распада ^{249}Fm). В таблице 4 для рассмотренных реакций приведено сравнение полученных таким образом барьеров слияния с барьерами Басса /51/ и результатами некоторых других эмпирических приближений /63/, в том числе и с получаемыми в статистической модели /11/.

Несмотря на некоторую неопределенность и неполноту имеющихся данных по сечениям xn-реакций и приближенный характер проведенной процедуры, сравнение полученных таким образом экспериментальных барьеров с "обычными" дает указание на то, что при взаимодействии ионов тяжелее кислорода с ядрами мишеней в районе урана имеет место заметное повышение барьера слияния в реакциях, протекающих через стадию образования составного ядра. Последнее обстоятельство позволяет использовать формализм "extra-push"-модели /18,21/ при анализе данных.

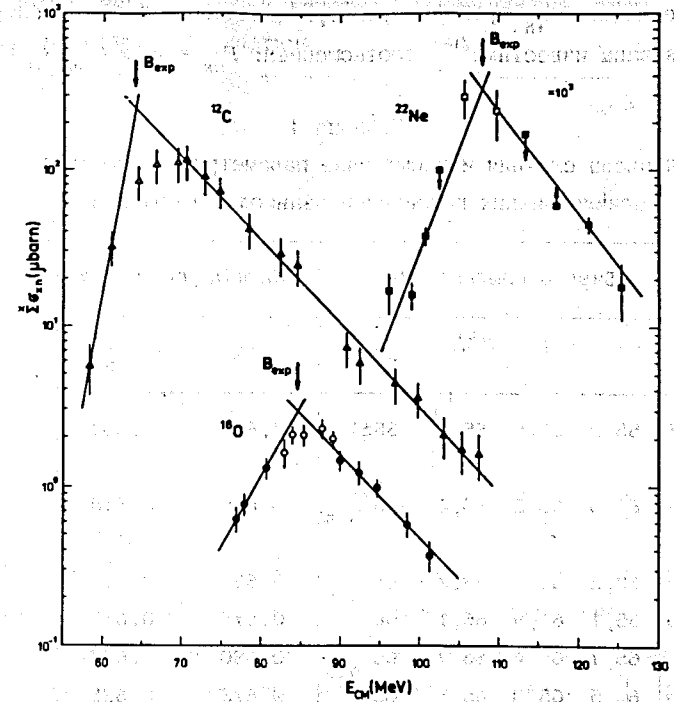


Рис. 6. Примеры использования приближенного метода определения барьера слияния /61/ в случае реакций слияния различных ионов с ^{238}U . Используются данные по сечениям xn-реакций /10,59,55/ с коррекцией, отмеченной в тексте.

В таблице 4 приведены значения масштабных параметров делимости для рассмотренных систем, в качестве которых выбраны среднееарифметическое значение эффективного параметра делимости системы и составного ядра - $x_m^{a,r}(k, \alpha)$ /21/ и среднегеометрическое его значение - $x_m^g(x'_{Bass}, \mu)$ /25-26/. Как было показано ранее /21,26/, эти параметры при $\alpha=1/3$ и $\mu=0,37$ дают наилучший скейлинг данных. Значения приведенных через характерную энергию системы (E_{ch}) величин отклонения (E_{xx}) экспериментальных барьеров (B_{exp}) от барьера Басса (B_{Bass}), определяемые как extra-extra push ($E_{xx} = B_{exp} - B_{Bass}$), показаны на рис. 7 в зависимости от эффективного параметра делимости (x_m). На этом же рисунке представлены соответствующие значения E_{xx} , извлеченные из анализа данных по слиянию-делению асимметричных систем /25-26/, для которых пороговая

величина делимости $x_{th}=0,62$ и параметра наклона $a=7$ были получены. Эти величины связаны известным^{18/} соотношением: $E_{xx} = E_{ch} a^2 (x_m - x_{th})^2$.

Таблица 4

Барьеры слияния и масштабные параметры делимости для асимметричных комбинаций взаимодействующих ядер

Реакция	Барьер слияния (МэВ)				Масштабный парам.		Ссылка
	/63/	/11/	/51/	Эксп.	$x_m^{ar}(k, \alpha)$	$x_m^e(x'_B, \mu)$	
$^{11}B + ^{249}Cf$	55,3	55,5	55,6	58±1	0,682	0,634	64
$^{12}C + ^{236}U$	63,3	63,2	63,4	65 ⁺¹ _{-0,5}	0,656	0,618	10
^{238}U	63,2	63,1	63,2	64 ⁺¹ _{-0,5}	0,653	0,615	10
^{243}Am	65,1	64,9	65,1	66±1	0,674	0,633	65
^{246}Cm	65,7	65,4	65,7	65 ⁺¹ _{-0,5}	0,680	0,637	10
^{248}Cm	65,5	65,3	65,5	65±1	0,678	0,635	10
$^{13}C + ^{244}Cm$	65,3	64,4	65,2	65 ⁺¹ _{-0,5}	0,686	0,646	10
$^{16}O + ^{238}U$	84,2	82,4	83,2	84±2	0,685	0,654	59
^{242}Pu	85,8	84,0	84,8	86±2	0,698	0,666	52
$^{18}O + ^{238}U$	83,2	81,6	82,0	84±1	0,690	0,664	55
^{242}Pu	84,8	83,1	83,5	83±2	0,704	0,676	57
$^{19}F + ^{238}U$	94,1	92,0	92,4	96 ⁺⁴ ₋₂	0,702	0,677	55
$^{22}Ne + ^{236}U$	104,2	101,4	101,7	109 ⁺³ ₋₄	0,721	0,699	настоящая работа
^{238}U	104,0	101,2	101,5	108±2	0,719	0,697	55
$^{26}Mg + ^{232}Th$	122,4	118,1	118,6	122 ⁺⁴ _{-∞}	0,735	0,717	настоящая работа

Такое представление показывает, что данные, получаемые в результате анализа сечений образования продуктов в (HI, xn)-реакциях, не противоречат картине слияния в асимметричных системах, складывающейся из экспериментов по регистрации основного канала распада составного ядра -

деления, более того, как нам кажется, такие данные могут существенно дополнить и прояснить эту картину.

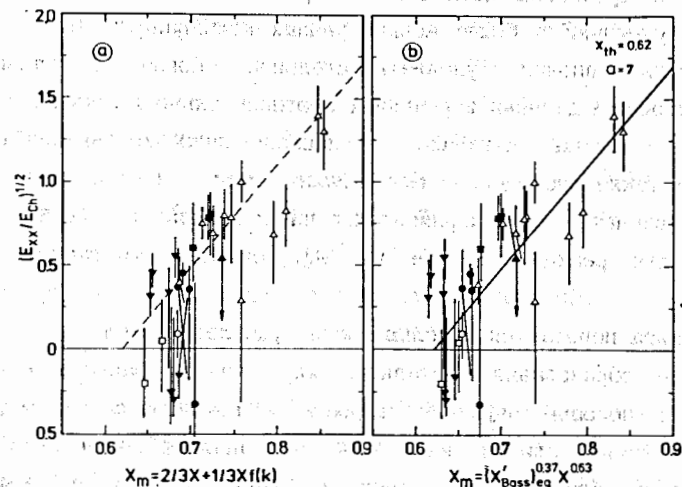


Рис. 7. Представление полученных барьеров слияния из таблицы 4 в координатах "extra-extra push" - модели (заполненные значки). Для сравнения показаны данные, полученные в реакциях слияния-деления^{125-26/} (открытые значки). Обозначены налетающие частицы: ^{13}C и легче - перевернутые треугольники, $^{16,18}O$ - кружки, ^{19}F и $^{20,22}Ne$ - квадраты, ^{24}Mg и тяжелее - треугольники. Сплошная прямая (b) соответствует скейлингу, полученному из анализа реакций слияния-деления. Эта же прямая условно показана пунктиром (a) для другого масштабного параметра. Дальнейшие подробности см. в^{121,25-26/} и тексте.

4. Анализ в рамках статистической модели

Мы попытались проанализировать полученные данные по сечениям образования изотопов элемента 102 в рамках статистической модели образования и распада сильнодеформирующихся ядер^{111/}, варьируя ее параметры. Отдельные черты этой модели, являющиеся усовершенствованиями известного феноменологического метода^{110/}, достаточно подробно изложены ранее^{14,16,24/}. Нами рассмотрены лишь некоторые возможности достигнуть лучшего согласия с экспериментом расчетных функций возбуждения (HI, xn)-реакций в рамках этой модели.

Сравнение расчетных сечений σ_{xn} в максимумах функций возбуждения реакций, идущих через образование составного ядра $^{258}102^*$, с

аналогичными данными эксперимента представлялось в таблице 3 и обсуждалось в сравнении исследованных реакций $^{22}\text{Ne} + ^{236}\text{U}$ и $^{26}\text{Mg} + ^{232}\text{Th}$ с данными, полученными в более асимметричных комбинациях. Необходимо еще раз отметить вполне удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными в реакциях с относительно легкими налетающими частицами и в случае бп-канала для исследованных комбинаций с ^{22}Ne и ^{26}Mg . Это, а также проведенный выше анализ дают основания полагать, что расхождение расчетов с экспериментальными сечениями для (4-5)n-каналов, полученное для реакций с ^{22}Ne и ^{26}Mg , связано со входным каналом реакции, т.е. с образованием составного ядра. В то же время распад составного ядра передается моделью вполне удовлетворительно.

Описание образования составного ядра вблизи барьера может быть достигнуто с помощью вариаций параметров потенциала взаимодействия, определяющих барьер слияния ядер. Так, при анализе вероятности слияния ядер в системах, близких к симметричным, барьер характеризовался средней величиной E_B и ее дисперсией σ_B^2 ^{/19/}. С помощью такого "двумерного" барьера удается описать наблюдаемые энергетические зависимости сечения слияния в широком диапазоне масс сталкивающихся ядер^{/19-20,25-26/}.

В другом подходе^{/24/} для описания данных по сечениям "холодного" слияния ядер в ядерной части потенциала варьировался параметр диффузности d в потенциале Вудса-Саксона. Для исследованных комбинаций "стандартное" модельное^{/11/} значение диффузности, получаемое из систематики^{/14/}, составляет 0,44 Фм. Уменьшение этого параметра увеличивает высоту барьера при одновременном уменьшении его ширины. Это приводит к увеличению проницаемости и соответствующему повышению расчетного сечения слияния ядер в подбарьерной области по сравнению с простым увеличением высоты барьера на некоторую величину ΔV . Это же уменьшает сечение слияния в около- и надбарьерной области по сравнению с расчетами, использующими "стандартное" значение d ^{/24/}.

Проведенные расчеты показали, в частности, что для комбинации $^{26}\text{Mg} + ^{232}\text{Th}$ энергетическая зависимость сечения слияния, полученная с использованием $d = 0,25$ Фм, близка аналогичной, с $E_B = V_{\text{Bass}} + 5$ (МэВ) и $(\sigma_B/E_B) = 2,3$ %.

Используя эти изменения в расчете сечения слияния ядер для исследованных комбинаций, при неизменном подходе к рассмотрению распада составного ядра $^{258}\text{102}^*$, в обоих случаях было получено вполне удовлетворительное согласие расчетных функций возбуждения с данными эксперимента.

В настоящее время затруднительно указать какие-либо "физические" причины, оправдывающие столь сильное уменьшение диффузности. Вместе с тем результат более общего подхода^{/19/} к определению сечения слияния - добавка 5 МэВ к "обычному" барьеру слияния - не противоречит представлениям "extra-extra push" -модели, как это следует, например, из рис. 7. Величина флуктуации барьера слияния (σ_B/E_B) близка аналогичным значениям, извлекаемым из экспериментов^{/66/} и полученным в результате анализа функций возбуждения реакций "горячего" слияния ядер в области тяжелых актинидов с помощью известного кода NIVAP^{/67/}.

5. Заключение

Проведенные исследования реакций слияния ядер $^{22}\text{Ne} + ^{236}\text{U}$ и $^{26}\text{Mg} + ^{232}\text{Th}$, приводящих к составному ядру $^{258}\text{102}^*$ и его последующему девозбуждению по каналам испарения нейтронов, показывают, что выход конечных продуктов в таких реакциях обусловлен заметными динамическими запретами, возникающими на стадии образования составного ядра. Это выражается в существенном подавлении реакций с испарением 4 нейтронов и заметном падении выходов продуктов в реакциях с испарением 5 нейтронов. Для реакций с испарением 6 нейтронов таких запретов не обнаружено - выходы продуктов соответствуют ожидаемому. Этот результат следует из расчетов и сравнения полученных данных с аналогичными в более асимметричных комбинациях, приводящих к составному ядру $^{258}\text{102}^*$. Дальнейшее рассмотрение в рамках "extra-extra push" -модели и имеющейся модели образования и распада составного ядра показали, что наблюдаемые запреты на образование продуктов в реакциях слияния могут быть объяснены заметным (примерно 5 МэВ) повышением барьера слияния ядер в исследованных комбинациях.

Полученный вывод можно рассматривать как качественный, требующий более детального (количественного) подтверждения. Необходимость расширения энергетического диапазона для измеренных функций возбуждения очевидна, однако это требует значительного времени облучения, так как ожидаемые сечения в подбарьерной и далеко надбарьерной областях лежат в области нескольких нанобарн и ниже. Количественные представления о барьере слияния ядер в данной области могут быть получены, например, при исследовании реакции $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$, для которой, ожидаемые сечения (4-6)n

реакций находятся в районе сотен нанобарн ^{11,581}, а $x_m^{ar}(k, \alpha) = 0,7074$. Известные свойства изотопов Fm позволяют провести измерения функций возбуждения κ -реакций более подробно и в широком диапазоне энергии налетающей частицы, что, в свою очередь, позволит использовать более совершенные методы анализа для извлечения параметров барьера слияния.

Наконец, рассматривая возможности продвижения к ядрам подоболочки с числом нейтронов $N = 162$, которые по предсказаниям ¹⁶⁸ должны иметь повышенную стабильность, в настоящее время можно рассчитывать только на использование реакций "горячего" слияния. Одной из таких реакций может быть, например, $^{22}\text{Ne} + ^{248}\text{Cm}$ ($x_m^{ar}(k, \alpha) = 0,7442$), в которой следует, по всей видимости, надеяться на использование канала испарения 6 нейтронов. Проверить это предположение можно будет в реакциях $^{27}\text{Al} + ^{232}\text{Th}$ ($x_m^{ar}(k, \alpha) = 0,7464$) и $^{27}\text{Al} + ^{236}\text{U}$ ($x_m^{ar}(k, \alpha) = 0,7607$), приводящих к известным изотопам 103 и 105 элементов.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить чл.-корр. АН СССР Ю. Ц. Оганесяна за большой интерес, проявленный к проведению настоящей работы.

Литература

- 1) G. N. Flerov and I. Zvara, JINR D7-6013, Dubna, 1971.
- 2) G. T. Seaborg and W. D. Loveland, in Treatise on Heavy Ion Science, ed. D. A. Bromley (Plenum, NY, 1985) p. 255.
- 3) G. N. Flerov and G. M. Ter-Akopian, Prog. Part. Nucl. Phys. 19 (1987) 197.
- 4) G. N. Flerov, et al. JINR D7-89-820, Dubna, 1989.
- 5) Yu. Ts. Oganessian, Lect. Notes Phys. 33 (1974) 221.
- 6) Yu. Ts. Oganessian, et al. Nucl. Phys. A239 (1975) 353.
- 7) Ю. Ц. Оганесян, Школа-семинар по физике тяжелых ионов, Алушта, 1983. (ОИЯИ D7-83-644, с. 55, Дубна, 1983)
- 8) P. Armbruster, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 135.
- 9) Ю. Ц. Оганесян, Школа-семинар по физике тяжелых ионов, Дубна, 1986. (JINR D7-87-68, с. 107, Dubna, 1987).
- 10) T. Sikkeland, et al. Phys. Rev. 172 (1968) 1232;
T. Sikkeland, et al. Phys. Rev. 169 (1968) 1000.
- 11) А. С. Ильинов, Е. А. Черепанов, ИЯИ Р-0090, Москва, 1978.
- 12) А. С. Ильинов и др. ЯФ 33 (1981) 997.

- 13) E. A. Cherepanov et al. J. of Phys. G9 (1983) 931.
- 14) E. A. Cherepanov et al. J. of Phys. G11 (1983) 1103.
- 15) А. С. Ильинов, Е. А. Черепанов, ОИЯИ Р7-84-68, Дубна, 1984.
- 16) А. С. Ильинов и др. ЯФ 36 (1982) 118.
- 17) A. Sierk and J. R. Nix, Proc. Symp. Phys. Chem. of Fission, Rochester, 1973, IAEA Vienna 1974, v. II, p. 273.
- 18) W. J. Swiatecki, Phys. Scr. 24 (1981) 113.
- 19) C.-C. Sahn et al. Nucl. Phys. A441 (1985) 316.
- 20) W. Reisdorf et al. Nucl. Phys. A444 (1985) 154;
J. G. Keller, et al. Nucl. Phys. A452 (1986) 173.
- 21) J. Blocki et al. Nucl. Phys. A459 (1986) 145.
- 22) P. Fröbrich, Phys. Lett. 215 (1988) 36.
- 23) P. Armbruster, Proc. Int. School "Enrico Fermi", Varenna (1987); GSI-87-59 Preprint, 1987.
- 24) A. S. Iljinov et al. Nuovo Cim. 101 (1988) 225.
- 25) B. B. Back, Phys. Rev. C31 (1985) 2104.
- 26) W. Q. Shen et al. Phys. Rev. C36 (1987) 115.
- 27) A. V. Yeremin et al. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A274 (1989) 528.
- 28) А. Н. Андреев и др. ЯФ 50 (1989) 619.
- 29) А. Н. Андреев et al. Z. Phys. A337 (1990) 229.
- 30) А. Н. Андреев et al. Z. Phys. A337 (1990) 231.
- 31) А. Н. Андреев и др. ЯФ 52 (1990) 640.
- 32) А. Н. Андреев et al. Z. Phys. A338 (1991) 363.
- 33) В. Н. Гикал et al. JINR E9-89-324, Dubna, 1989.
- 34) L. C. Northcliffe and R. F. Schilling, Nucl. Data Tables A7 (1970) 233.
- 35) F. Hubert et al. Ann. Phys. (Fr.) 55 (1980) 3.
- 36) А. Н. Андреев и др. ОИЯИ Р13-91-34, Дубна, 1991.
- 37) W. Westmeyer and A. Merklin, Physik Daten 29-1 (1985) 3.
- 38) Е. Д. Донец и др. АЭ 16 (1964) 195.
- 39) R. J. Silva et al. Nucl. Phys. A216 (1973) 97.
- 40) А. В. Yeremin et al. JINR E15-90-347, Dubna, 1990.
- 41) В. А. Друин и др. Школа-семинар по физике тяжелых ионов, Алушта, 1983 (Тезисы, ОИЯИ D7-83-147, с. 52, Dubna, 1983)
- 42) О. А. Орлова и др. ЯФ 30 (1979) 618;
A. Türler et al. Z. Phys. A331 (1988) 363.
- 43) Г. Кумпф, Е. Д. Донец, ЖЭТФ 44 (1963) 798.
- 44) R. Bimbot et al. Nucl. Phys. A189 (1972) 539.

- 45) А. Н. Андреев и др. Кр. Сообщения ОИЯИ, Дубна 5 (1989) 37.
- 46) С. Е. Bemis, Jr. et al. Phys. Rev. C15 (1977) 705.
- 47) Н. Н. Колесников, А. Г. Демин, ОИЯИ Р6-9421, Дубна, 1975.
- 48) Р. Н. Сагайдак, ОИЯИ Р7-89-551, Дубна, 1989.
- 49) P. Sigmund and K. B. Winterbon, Nucl. Instr. Meth. 119 (1974) 541.
- 50) A. B. Wittkower and H. D. Betz, Atom. Data 5 (1973) 113;
K. Shima et al. Atom. Data Nucl. Data Tabl. 34 (1986) 357.
- 51) R. Bass, Proc. Symp. on Deep-Inelastic and Fusion Reaction with Heavy Ions, Berlin, 1979 (Springer, 1980) p. 281.
- 52) В. Л. Михеев и др. АЭ 22 (1967) 90.
- 53) A. H. Wapstra and G. Audi, Nucl. Phys. A432 (1985) 1.
- 54) P. Möller and J. R. Nix, Atom. Data Nucl. Data Tables 26 (1981) 165.
- 55) Е. Д. Донец и др. ЯФ 2 (1965) 1015.
- 56) Е. Д. Донец и др. АЭ 20 (1966) 223.
- 57) Г. Н. Флеров и др. ЯФ 5 (1967) 1186.
- 58) Е. Д. Донец и др. ЖЭТФ 41 (1962) 11.
- 59) Г. Н. Акапьев и др. АЭ 21 (1966) 243.
- 60) N. Shinohara et al. Phys. Rev. C34 (1986) 909.
- 61) H.-G. Clerc et al. Nucl. Phys. A419 (1984) 571.
- 62) S. Cohen et al. Ann. of Phys. 82 (1974) 557.
- 63) L. C. Vaz et al. Phys. Rep. 69 (1981) 373.
- 64) K. Eskola et al. Phys. Rev. C4 (1971) 632.
- 65) P. Eskola, Phys. Rev. C7 (1973) 280.
- 66) W. Reisdorf et al. Nucl. Phys. A438 (1985) 212.
- 67) M. Schädel, GSI Scientific Report 1988, GSI 89-1, p.19.
- 68) K. Böning et al. Z. Phys. A325 (1986) 479.

Рукопись поступила в издательский отдел

6 ноября 1991 года.