

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ
И ВЕРОЯТНОСТИ ВЫЖИВАНИЯ КОМПАУНД-ЯДЕР
В ОБЛАСТИ $Z \geq 82$. ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ
ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ
НА КИНЕМАТИЧЕСКОМ СЕПАРАТОРЕ

ВАСИЛИСА

А. В. Еремин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	939
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЕПАРАТОРА ВАСИЛИСА	943
ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ И ВЕРОЯТНОСТИ ВЫЖИВАНИЯ КОМПАУНД-ЯДЕР В ОБЛАСТИ $Z \geq 82$	961
ВЫЖИВАЕМОСТЬ СИЛЬНОВОЗБУЖДЕННЫХ КОМПАУНД- ЯДЕР	962
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	994
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	995

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ
И ВЕРОЯТНОСТИ ВЫЖИВАНИЯ КОМПАУНД-ЯДЕР
В ОБЛАСТИ $Z \geq 82$. ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ
ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ
НА КИНЕМАТИЧЕСКОМ СЕПАРАТОРЕ**

ВАСИЛИСА

А. В. Еремин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В течение последних 15 лет электростатический сепаратор ВАСИЛИСА использовался для изучения ядер отдачи — продуктов испарения, образующихся в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами. В рамках экспериментальной работы изучались характеристики распада и поперечные сечения образования изотопов элементов с атомными номерами $Z \geq 82$. Полученные экспериментальные результаты совместно с данными с других сепараторов ядер отдачи использовались для изучения закономерностей образования и вероятностей выживания возбужденных компаунд-ядер.

Within the past 15 years, the electrostatic separator VASSILISSA has been used for the investigations of evaporation residues produced in the heavy ion induced complete fusion reactions. In the course of this experimental work the study of the decay properties and formation cross sections of the isotopes of elements with $Z \geq 82$ was performed. Obtained experimental results together with data from other recoil separators were used for the investigations of the evaporation residues formation regularities and survival probabilities of the excited compound nuclei.

PACS: 21.10.Dr, 23.60.+e, 25.70.-z, 25.85.Ca, 27.90.+b

ВВЕДЕНИЕ

Первые искусственно полученные элементы тяжелее урана были синтезированы в реакциях последовательного захвата нейтронов в длинных экспозициях на ядерных реакторах с высокими потоками нейтронов. Большое время жизни новых нуклидов позволяло выделять и идентифицировать их радиохимическими методами с последующими измерениями свойств радиоактивного распада. Эти пионерские работы, проведенные в Национальной лаборатории им. Лоуренса (Беркли, США) в 1940–1953 гг., привели к открытию восьми искусственно полученных элементов с $Z = 93–100$ [1]. Предельным по массе ядром был ^{257}Fm ($T_{1/2} \approx 100$ сут). Дальнейшее продвижение в область более

тяжелых ядер было блокировано малым временем жизни соседнего ядра изотопа ^{258}Fm ($T_{1/2} \approx 0,4$ мс), который должен образоваться при захвате ядром ^{257}Fm нейтрона.

Трансфермиевые элементы ($Z \geq 100$) с массой $A \geq 257$ были получены в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами ($A_{\text{ион}} \geq 12$). В таких реакциях при образовании составного ядра (компаунд-ядра) в ядро-мишень переносится вся масса бомбардирующей частицы. Энергия возбуждения составного ядра определяется соотношением

$$E^* = E_{\text{ион}} - [M_{\text{CN}} - (M_{\text{тарг}} + M_{\text{ион}})] = E_{\text{ион}} - Q, \quad (1)$$

где $E_{\text{ион}}$ — энергия бомбардирующего иона; M_{CN} , $M_{\text{тарг}}$ и $M_{\text{ион}}$ — массы компаунд-ядра, мишени и налетающей частицы соответственно. При переходе в основное состояние (ядро — остаток испарения) возбужденное составное ядро испускает одну или несколько легких частиц (нейтронов, протонов и/или α -частиц) и на конечной стадии девозбуждения — γ -кванты.

Реакции «горячего» слияния ядер (энергия возбуждения составного ядра $E^* \geq 40$ МэВ), приводящие к образованию продуктов испарения, на протяжении почти двух десятилетий (примерно до середины 1970-х гг.) весьма интенсивно использовались в качестве основного метода получения и изучения свойств новых нуклидов с $Z \geq 100$ (см. обзоры [2, 3] и ссылки в них). Начиная с середины 1970-х гг., после обоснования метода «холодного» слияния ($E^* \leq 20$ МэВ), происходящего при взаимодействии «магических» ядер мишеней Pb, Bi и налетающих ионов тяжелее Ag [4, 5], основные интересы в области получения и изучения процесса образования трансфермиевых нуклидов сместились к реакциям «холодного» синтеза. Как известно, использование этих реакций позволило получить ряд новых трансфермиевых нуклидов с атомными номерами $Z = 107-112$ (см. обзоры [6, 7] и ссылки в них).

На основании этих данных, а также в результате изучения модельных реакций были развиты феноменологические и полуэмпирические методы расчета сечений образования продуктов (HI, xn)-реакций в области сильноделящихся ядер [8–10]. В рамках этих подходов подразумевается, 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 обусловлено конкуренцией испарительного процесса с процессом деления на каждом этапе цепочки испарения. Эмиссия γ -квантов характерна для конечного этапа девозбуждения составного ядра [9].

Для предельно тяжелых систем взаимодействующих ядер в 1980-е гг. 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 [11].

Результаты изучения процесса слияния систем с различной масс-асимметрией во входном канале (в комбинациях, близких к симметричным) с использованием ионов тяжелее ^{86}Kr [12, 13] качественно воспроизводятся макроскопическими моделями [14, 15]. Вместе с тем экспериментальные данные, полученные в последнее время, показывают, что предсказываемые ограничения на слияние тяжелых ядер заметно расходятся с экспериментальными результатами как для асимметричных комбинаций взаимодействующих ядер, так и для более симметричных комбинаций, используемых для синтеза трансфермиевых элементов в реакциях «холодного» слияния.

Карта ядерных энергий связи, расположенная в координатной системе нейтронных и протонных номеров, имеет ярко выраженную структуру, что ясно видно из результатов экспериментальных измерений атомных масс. При «магических» номерах протонов и нейтронов 2, 8, 20, 28, 50 и 82 ядра имеют повышенную энергию связи по сравнению со средними значениями. Для нейтронов $N = 126$ также является «магическим» числом. Наивысшая стабильность наблюдается, однако, в случае дважды магических ядер. В дополнение ко многим специфическим свойствам дважды магические ядра являются сферическими и устойчивыми к деформациям.

«Магические» номера были успешно объяснены в модели ядерных оболочек, учитывающей эффект ядерных оболочек в виде поправочных членов к классическому жидкокапельному барьеру деления. Но предсказание «магических» чисел оказалось менее проблематичным по сравнению с расчетами стабильности дважды магических ядер относительно спонтанного деления. В 1966 г. В. М. Струтинским был предложен метод расчета оболочечной поправки к капельной энергии ядра [16]. В этом методе оболочечная поправка определяется в виде разности между суммой одночастичных энергий для реального квантового распределения нуклонов и «однородным» распределением уровней в среднем потенциале ядра, характерным для модели жидкой капли. Полная энергия ядра в таком случае представляется суммой $E_{\text{tot}} = E_{\text{LD}} + \Delta E_{\text{shell}}$, состоящей из макроскопической (жидкокапельной) энергии и микроскопической поправки, связанной с эффектом ядерных оболочек и парных корреляций нуклонов. В результате расчетов, проведенных с использованием макромикроскопической модели, были обнаружены регулярные оболочечные явления в деформированных ядрах («деформированные» подоболочки), что существенно повысило точность определения их масс в основном состоянии. Было установлено, что с ростом деформации оболочечные эффекты не исчезают, а изменяются, что имеет определяющее значение для стабильности трансфермиевых ядер, у которых жидкокапельный барьер деления практически равен нулю.

Ряд расчетов был проведен с целью предсказания следующих сферических («магических») оболочек для сверхтяжелых ядер (СТЭ) [17–19] с использованием метода оболочечных поправок. Большинство расчетов совпа-

дало в предсказании следующей замкнутой («магической») нейтронной оболочки с числом нейтронов $N = 184$. Для протонной оболочки предсказывались числа от $Z = 114$ до $Z = 126$. Современные модели, использующие метод оболочечных поправок, в основном предсказывают протонную оболочку при $Z = 114$ [20–22], тогда как модели, основанные на использовании расчетов по методу Хартри–Фока, предсказывают наивысшую стабильность при числе протонов $Z = 120$ [23] или $Z = 126$ [24]. Объяснением таких неопределенностей в предсказаниях является трудность в определении энергий одночастичных уровней между $Z = 114$ и $Z = 126$. Также следует отметить, что структура «ландшафта» энергий для оболочечных поправок для ядер в области сверхтяжелых элементов может существенно отличаться от случая дважды магического ядра ^{208}Pb . Этот результат был очевиден уже в ранних расчетах [25]. Вместо ярко выраженного минимума при магическом числе протонов и нейтронов расчеты показывают широкую область менее выраженных отрицательных энергий оболочечных поправок, расположенную между $Z = 114–126$ и $N = 184–196$.

Как результат, предсказываемые периоды полураспада СТЭ, основывающиеся на различных расчетах, различаются по величине на несколько порядков. Некоторые предсказания периодов полураспада достигают возраста Вселенной. В связи с этим в 1970-е и 1980-е гг. предпринимались многочисленные попытки поиска СТЭ в природе, как в земных материалах, так и во внеземных (метеориты, лунная пыль). Предложения по синтезу СТЭ в ядерных реакциях были и остаются важнейшим побудительным мотивом для разработки новых и совершенствования существующих ускорителей. Различные типы ядерных реакций и экспериментальных методик использовались в прошлом для изучения и идентификации трансфермиевых элементов. В настоящее время наиболее прогрессивным и продуктивным методом является использование реакций полного слияния тяжелых ионов с тяжелыми ядрами мишеней с последующим испарением легких частиц, применение экспериментальной техники, основанной на сепарации продуктов реакций полного слияния по кинематическим признакам (угловые, энергетические распределения или распределения по скорости) и по ионным зарядам, а также идентификации ядер по генетически связанным корреляционным цепочкам распадов, ведущим в область известных ядер. Проведение исследований в трансфермиевой области ядер сильно осложняется малой величиной сечений образования ядер — продуктов реакций полного слияния. Поэтому экспериментальные установки, предназначенные для работы в этой области ядерных реакций, должны отвечать следующим требованиям: высокая эффективность транспортировки ядер отдачи (продуктов реакций полного слияния) от мишени к детекторам, малое время транспортировки, высокая степень очистки ядер отдачи от фоновых продуктов ядерных реакций и от ионов пучка.

Наиболее полно всем перечисленным требованиям отвечают кинематические сепараторы продуктов реакций. Можно сказать, что это бурно развивающееся в последнее десятилетие методическое направление стало основным при изучении ядерных реакций и свойств нуклидов [26].

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЕПАРАТОРА ВАСИЛИСА

Изучение продуктов реакций полного слияния атомных ядер в последние 40 лет является наиболее перспективным направлением при исследовании синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов и характеристик ядерного распада нуклидов, удаленных от линии β -стабильности. Поперечные сечения образования испарительных продуктов ядерных реакций полного слияния с тяжелыми ионами не превышают 10^{-30} см² в области $Z \geq 82$ и с ростом атомного номера компаунд-ядра быстро уменьшаются. Однако несмотря на это можно рассчитывать на получение значительного числа новых нуклидов (несколько десятков) в трансфермиевой области, так как высокая интенсивность пучков тяжелых ионов (до 10^{13} част./с) позволяет получать компаунд-ядра в ядерных реакциях с поперечными сечениями вплоть до 10^{-36} см² и даже меньше.

В табл. 1 приведены экспериментальные данные для сечений образования ядер, полученные на кинематических сепараторах, используемых в настоящее время в различных физических центрах мира, в экспериментах по синтезу и изучению свойств ядер с атомными номерами $Z \geq 96$.

В тех случаях, когда измерялись функции возбуждения, в табл. 1 приведены максимальные значения сечений образования ядер — остатков испарения для каждого канала реакции. В случае, если измерения проводились при фиксированной энергии пучка, сечения могли быть измерены не в максимуме функции возбуждения.

В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ в последние 20 лет в экспериментах по изучению закономерностей образования и вероятностей выживания возбужденных компаунд-ядер, синтезируемых в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами, успешно используется электростатический сепаратор ВАСИЛИСА [26–31].

Данные для сечений образования ядер, полученные на сепараторе ВАСИЛИСА в экспериментах по синтезу и изучению свойств ядер с атомными номерами $Z \geq 96$, приведены в [31].

Таблица 1. Перечень реакций полного слияния ядер с тяжелыми ионами, изучавшихся на кинематических сепараторах и приводящих к компаунд-ядрам с атомными номерами $Z \geq 96$

Реакция	Компаунд-ядро	1n	2n	3n	4n	5n	Установка
		σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	
$^{40}\text{Ar} + ^{198}\text{Pt}$	^{238}Cm				9 нб		SHIP
$^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$	^{246}Fm		$1,4^{+1,4}_{-0,7}$ нб	$1,3^{+1,3}_{-0,7}$ нб	lim. 1 нб		SHIP
$^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$	^{248}Fm		$15^{+15}_{-7,5}$ нб	$22,5^{+22,5}_{-12}$ нб	$0,7^{+1}_{-0,4}$ нб		SHIP
$^{50}\text{Ti} + ^{198}\text{Pt}$	^{248}Fm		$2,5^{+1,5}_{-0,7}$ нб	$16^{+4,5}_{-2,2}$ нб			SHIP
$^{50}\text{Ti} + ^{204}\text{Pb}$	^{254}Rf	$(0,19 \pm 0,05)$ нб					SHIP
$^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb}$	^{256}Rf	$(0,8 \pm 0,2)$ нб	$(2,4 \pm 0,2)$ нб				SHIP
$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$	^{258}Rf	$(10,4 \pm 1,3)$ нб	(12 ± 1) нб	$(0,7 \pm 0,5)$ нб			SHIP
$^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi}$	^{259}Db	$(5 \pm 0,3)$ нб	$(4 \pm 0,3)$ нб				SHIP
$^{54}\text{Cr} + ^{207}\text{Pb}$	^{261}Sg	22^{+50}_{-18} пб	320^{+250}_{-120} пб				SHIP
$^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$	^{262}Sg	(500 ± 140) пб	(280 ± 50) пб				SHIP
$^{51}\text{V} + ^{209}\text{Bi}$	^{260}Sg		38^{+18}_{-9} пб				SHIP
$^{54}\text{Cr} + ^{209}\text{Bi}$	^{263}Bh	240^{+240}_{-132} пб	36^{+25}_{-16} пб				SHIP
$^{58}\text{Fe} + ^{207}\text{Pb}$	^{265}Hs	13^{+27}_{-6} пб					SHIP
$^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$	^{266}Hs	(67 ± 17) пб					SHIP
$^{58}\text{Fe} + ^{209}\text{Bi}$	^{267}Mt	$7,4^{+4,8}_{-3,3}$ пб					SHIP
$^{62}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$	$^{270}\text{110}$	$3,5^{+2,7}_{-1,8}$ пб					SHIP
$^{64}\text{Ni} + ^{207}\text{Pb}$	$^{271}\text{110}$	(13 ± 5) пб					SHIP
$^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$	$^{272}\text{110}$	15^{+9}_{-5} пб					SHIP
$^{64}\text{Ni} + ^{209}\text{Bi}$	$^{273}\text{111}$	$3,5^{+4,6}_{-2,3}$ пб					SHIP
$^{68}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$	$^{276}\text{112}$	lim. 1,2 пб					SHIP
$^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$	$^{278}\text{112}$	$1,0^{+1,3}_{-0,7}$ пб					SHIP
$^{70}\text{Zn} + ^{209}\text{Bi}$	$^{279}\text{113}$	lim. 0,3 пб					SHIP
$^{82}\text{Se} + ^{208}\text{Pb}$	$^{290}\text{116}$	lim. 5 пб					SHIP
$^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$	$^{294}\text{118}$	lim. 1 пб					SHIP
$^{34}\text{S} + ^{207}\text{Pb}$	^{241}Cf			$3,1^{+1,2}_{-1,0}$ нб			ГНС
$^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb}$	^{252}No		$13,2^{+10}_{-6,7}$ нб				ГНС
$^{48}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$	^{254}No	58^{+16}_{-17} нб	500^{+110}_{-100} нб	30^{+9}_{-7} нб	$0,26^{+0,19}_{-0,13}$ нб		ГНС
$^{48}\text{Ca} + ^{207}\text{Pb}$	^{255}No		1310^{+430}_{-410} нб				ГНС
$^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$	^{256}No		2050^{+460}_{-340} нб				ГНС
$^{26}\text{Mg} + ^{238}\text{U}$	^{264}Rf				0,24* нб	1,1* нб	ГНС
$^{22}\text{Ne} + ^{242}\text{Pu}$	^{264}Rf				0,9* нб	1,7* нб	ГНС
$^{22}\text{Ne} + ^{244}\text{Pu}$	^{266}Rf					3,5* нб	ГНС
$^{22}\text{Ne} + ^{248}\text{Cm}$	^{270}Sg				80* пб	260* пб	ГНС
$^{34}\text{S} + ^{238}\text{U}$	^{272}Hs					2,5* пб	ГНС
$^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$	$^{278}\text{110}$					lim. 1,6 пб	ГНС
$^{34}\text{S} + ^{244}\text{Pu}$	$^{278}\text{110}$					0,4* пб	ГНС
$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$	$^{286}\text{112}$			$2,5^{+1,8}_{-1,1}$ пб	$0,6^{+1,6}_{-0,5}$ пб		ГНС

Окончание таблицы 1

Реакция	Компаунд-ядро	1n	2n	3n	4n	5n	Установка
		σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	
$^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu}$	290 114		$0,5^{+1,4}_{-0,4}$ пб	$3,6^{+3,4}_{-1,7}$ пб	$4,5^{+3,6}_{-1,9}$ пб		ГНС
$^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$	292 114			$1,7^{+2,5}_{-1,1}$ пб	$5,3^{+3,6}_{-2,1}$ пб	$1,1^{+2,6}_{-0,9}$ пб	ГНС
$^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$	291 115			$2,7^{+4,8}_{-1,6}$ пб	$0,9^{+3,2}_{-0,8}$ пб		ГНС
$^{48}\text{Ca} + ^{245}\text{Cm}$	293 116		$\sim 0,9^*$	$\sim 1,3$ пб*			ГНС
$^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$	296 116			$1,2^{+1,8}_{-0,8}$ пб	$3,3^{+2,5}_{-1,4}$ пб		ГНС
$^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$	297 118			$\sim 0,7$ пб*			ГНС
$^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$	272 110	17^{+7}_{-6} пб					GARIS
$^{64}\text{Ni} + ^{209}\text{Bi}$	273 111	$2,6^{+1,2}_{-0,9}$ пб					GARIS
$^{70}\text{Zn} + ^{209}\text{Bi}$	279 113	$0,055^{+0,15}_{-0,045}$ пб					GARIS
$^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$	294 118	lim. 1,2 пб					GARIS
$^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi}$	257 Lr		≈ 150 пб				LIZE3
$^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$	262 Sg	≈ 500 пб	≈ 250 пб				LIZE3
$^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$	266 Hs	60 пб					LIZE3
$^{76}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$	284 114	lim. 1,2 пб					LIZE3
$^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$	294 118	lim. 5 пб					LIZE3
$^{30}\text{Si} + ^{238}\text{U}$	268 Sg				180^{+240}_{-120} пб*		J.-RMS
$^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$	272 110	$8,3^{+11}_{-5,3}$ пб					BGS

* Измерения проводились при фиксированной энергии пучка, поэтому сечение может быть измерено не в максимуме функции возбуждения.

Эксперименты, проводившиеся и проводящиеся в настоящее время на сепараторе ВАСИЛИСА, направлены на решение следующих задач:

- получение новых данных о сечениях образования ядер — продуктов испарения в реакциях «горячего» слияния, образующихся в процессе девозбуждения компаунд-ядра с испарением большого числа нейтронов (вплоть до 14 нейтронов);
- изучение вероятности выживания сильновозбужденных компаунд-ядер, в том числе сильноделящихся ядер, т. е. ядер, имеющих жидкокапельный барьер деления, близкий к нулю;
- изучение ограничений на слияние во входном канале для реакций полного слияния массивных ядер;
- изучение влияния эффектов структуры атомного ядра на вероятности слияния и выживания возбужденного компаунд-ядра;
- изучение свойств радиоактивного распада вновь синтезируемых изотопов с атомными номерами $Z \geq 92$, исследование структурных особенностей тяжелых ядер.

Окончание таблицы 2

Реакция	Компаунд-ядро	3n		4n		5n		6n		7n		8n		9n		10n		11n		12n		13n	
		σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}
$^{22}\text{Ne} + ^{209}\text{Bi}$	^{231}Np																						
$^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	^{232}Pu			(300 ± 120) нб		(70 ± 40) нб																	
$^{26}\text{Mg} + ^{207}\text{Pb}$	^{233}Pu			(4 ± 2) нб																			
$^{26}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	^{234}Pu			(30 ± 15) нб																			
$^{48}\text{Ca} + ^{198}\text{Pt}$	^{246}Cf			(100 ± 50) нб		(17 ± 8) нб																	
				$(9,4 \pm 3,5)$ нб		$(3,5 \pm 1,9)$ нб																	

* Поперечные сечения образования компаунд-ядер представлены как сумма для испарительных каналов 4–5n, 6–7n, 8–9n, 10–11n, 12–13n соответственно.

Таблица 3. Перечень реакций полного слияния ядер с тяжелыми ионами, изучавшихся на сепараторе ВАСИЛИСА и приводящих к компаунд-ядрам с атомными номерами $Z \geq 100$

Реакция	Компаунд-ядро	1n		2n		3n		4n		5n		6n		7n		8n		
		σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	σ_{\max}	
$^{20}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$	^{252}Fm																	
$^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$	^{254}Fm																	
$^{44}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$	^{252}No			$0,85^{+0,35}_{-0,27}$ нб		$0,17^{+0,22}_{-0,1}$ нб												
$^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb}$	^{252}No			$5,2^{+0,93}_{-0,8}$ нб		$1,36^{+0,53}_{-0,41}$ нб												
$^{48}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$	^{254}No			500 нб		30 нб		$0,2^{+0,2}_{-0,1}$ нб										
$^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$	^{256}No			2 мкб		100 нб		$2^{+1}_{-0,7}$ нб										
$^{22}\text{Ne} + ^{236}\text{U}$	^{258}No																	
$^{26}\text{Mg} + ^{232}\text{Th}$	^{258}No																	
$^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$	^{260}No																	
$^{27}\text{Al} + ^{232}\text{Th}$	^{259}Lr																	
$^{27}\text{Al} + ^{236}\text{U}$	^{263}Db																	
$^{31}\text{P} + ^{232}\text{Th}$	^{263}Db																	
$^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th}$	^{280}Ds																	
						$2^{+4,6}_{-1,7}$ нб*												

* Измерения проводились при фиксированной энергии пучка, поэтому сечение может быть измерено не в максимуме функции возбуждения.

С использованием сепаратора ВАСИЛИСА был выполнен большой объем физических исследований закономерностей образования и вероятностей выживания высоковозбужденных компаунд-ядер в области $82 \leq Z \leq 94$, изучались свойства радиоактивного распада новых нейтронодефицитных изотопов элементов с атомными номерами $Z \geq 92$, исследовались сечения образования и делимость компаунд-ядер трансфермиевых нуклидов в реакциях «горячего» слияния, а также проводились эксперименты по синтезу и изучению свойств трансфермиевых элементов ($Z \geq 100$) в реакциях «теплого» и «горячего» слияния ($E^* \approx 30$ МэВ) с ускоренными ионами от ^{18}O до ^{48}Ca .

В частности, более 30 комбинаций налетающий ион–ядро мишени были исследованы для ядер — остатков испарения с атомными номерами $83 \leq Z \leq 94$. Эксперименты проводились в диапазоне реакций полного слияния от $^{40}\text{Ca} + ^{151}\text{Eu} \rightarrow ^{191}\text{Bi}^*$ до $^{26}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{234}\text{Pu}^*$ (см. табл. 2).

В табл. 2 представлены данные только для сечений образования ядер отдачи (ЯО) после испарения из компаунд-ядра нейтронов (xn -канал) в максимумах функций возбуждения. Детальные экспериментальные данные для сечений образования ЯО после испарения из компаунд-ядра протонов и α -частиц (pxn - и αxn -испарительные каналы), которые не приведены в табл. 2, опубликованы в работах [32–46]. В таблице также использованы данные из работ, в которых исследовались свойства радиоактивного распада новых нейтронодефицитных изотопов в области U–Pu [47–54].

В табл. 2 не отражены некоторые эксперименты, в которых синтезировались новые изотопы, например ^{225}Np [55], так как в них не были измерены поперечные сечения образования ядер отдачи. В таблицу не вошли данные для каналов с испарением 13 нейтронов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{190}\text{Os}$ [38, 39] и 14 нейтронов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$ [42, 43].

Реакции полного слияния, изучавшиеся на сепараторе ВАСИЛИСА, в результате которых были синтезированы ядра с атомными номерами $Z \geq 100$, представлены в табл. 3.

Детальные экспериментальные данные, часть которых приведена в табл. 3, опубликованы в работах [31, 56–61]

1.1. Сечения образования ядер — остатков испарения в области $Z \geq 82$. В экспериментах на сепараторе ВАСИЛИСА регистрировались ЯО — продукты xn -, pxn - и αxn -испарительных каналов реакций полного слияния в диапазоне энергий бомбардирующих ионов от кулоновского барьера до значений, соответствующих энергии возбуждения компаунд-ядра, более 100 МэВ. В процессе экспериментов регистрировались и изучались ЯО, образовавшиеся в широком наборе комбинаций налетающий ион–ядро мишени, параметр асимметрии $A_{\text{ion}}/A_{\text{targ}}$ менялся от 0,077 ($^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$) до 0,276 ($^{48}\text{Ca} + ^{174}\text{Yb}$).

Изотопы, регистрировавшиеся в xn -каналах (pxn -, αxn - и другие каналы реакций не показаны) в экспериментах на сепараторе ВАСИЛИСА, приведены на рис. 1.

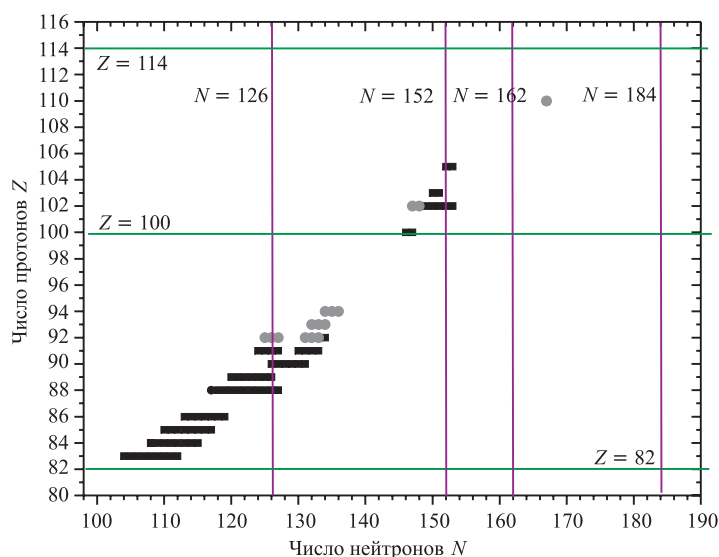


Рис. 1. Изотопы, изучавшиеся в экспериментах на сепараторе ВАСИЛИСА (xn -канал). Впервые синтезированные новые изотопы показаны серыми кружками

Систематически изучались закономерности поведения поперечных сечений образования, барьеры деления и вероятности выживания сильновозбужденных нейтронодефицитных ядер с атомными номерами $83 \leq Z \leq 100$ [31, 62–68] (см. также табл. 2).

Высокая чувствительность и селективность сепаратора для медленных ЯО, образующихся в асимметричных реакциях полного слияния, позволила измерять функции возбуждения для ЯО, имеющих сечения образования ядер в пределах до семи порядков по величине и число испарившихся легких частиц от 3 до 14. Для иллюстрации на рис. 2 представлены экспериментально измеренные функции возбуждения для ядер — остатков испарения, образующихся в реакции полного слияния $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{220}\text{Ra}$.

Анализ данных, представленных в табл. 2 и 3, позволяет получить представление о сложной зависимости максимальных значений сечений образования ядер — продуктов испарения компаунд-ядер, имеющих примерно одинаковую энергию возбуждения, от атомного номера Z компаунд-ядра. На рис. 3 представлены экспериментальные точки, соответствующие сечениям

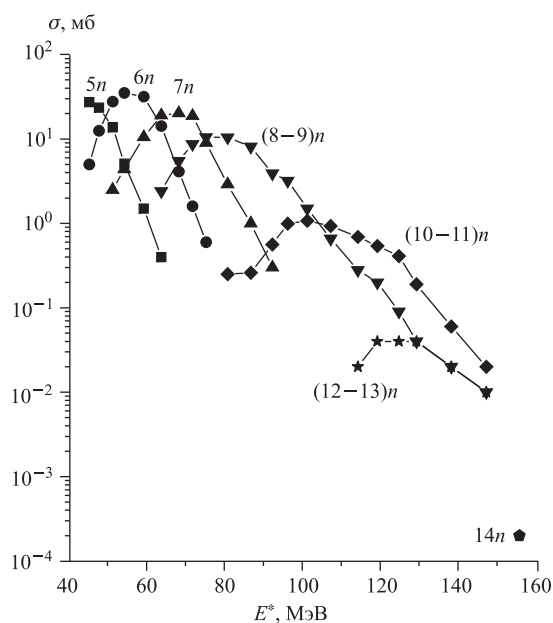


Рис. 2. Функции возбуждения для ЯО, образующихся в канале с испарением нейтронов, в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{220}\text{Ra}$

образования ЯО в максимумах функций возбуждения xn -испарительных каналов, полученные в экспериментах на сепараторе ВАСИЛИСА (см. также табл. 2 и 3).

Подобные зависимости наблюдались другими авторами в экспериментах с пучками ^{40}Ar и ^{48}Ca , приводящих к компаунд-ядрам At и Th [12, 69]. На рис. 3 представлены данные для различных комбинаций налетающей ион-ядро мишени, одно и то же ЯО может быть образовано в реакциях с различными бомбардирующими ионами и мишенями, после испарения различного числа нейтронов в процессе девозбуждения компаунд-ядра. Как видно, это не оказывает принципиального влияния на общую зависимость экспоненциального уменьшения сечений образования для ядер с одинаковым Z по мере уменьшения числа нейтронов.

В значениях, представленных на рис. 3, не использовались данные для сечений xn -каналов, имеющих подбарьерный характер, т. е. тех каналов, для которых сечения образования подавлены барьером слияния, и данные для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, которые вследствие дважды магической структуры обоих партнеров реакции носят явно резонансный характер. Влияние замкнутых

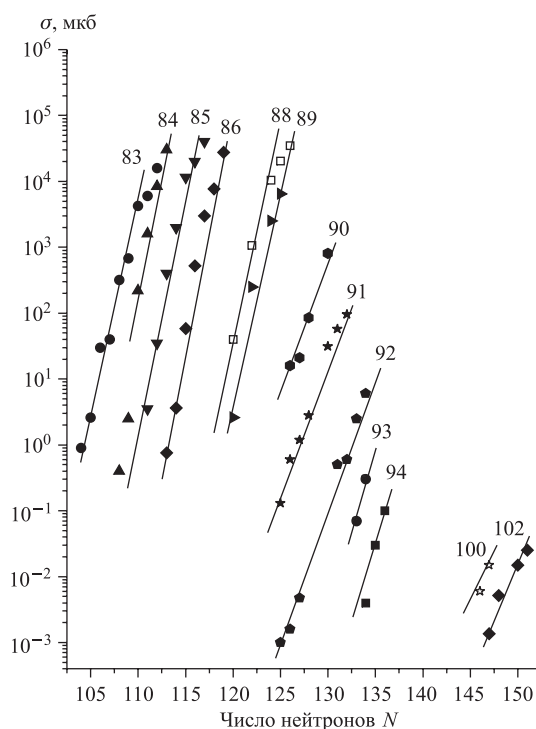


Рис. 3. Максимальные значения поперечных сечений образования ЯО от Bi до Po в xn -испарительных каналах. Экспериментальные точки представлены символами, сплошные линии проведены для наглядности

нейтронных и протонных оболочек в налетающих ионах и ядрах мишени на сечения образования ядер будет обсуждено ниже.

Величины сечений образования нейтронодефицитных изотопов в реакциях с тяжелыми ионами уменьшаются по мере роста нейтронного дефицита образующегося нуклида. В области слабоделящихся ядер уменьшение сечений xn -реакций с увеличением числа испарившихся нейтронов x , в основном, обусловлено увеличением доли реакций с испарением заряженных частиц в полном сечении образования продуктов реакции полного слияния.

Нужно также отметить, что увеличение нейтронного дефицита в ЯО, т. е. уменьшение числа нейтронов, приводит к увеличению конкуренции со стороны деления в процессе девозбуждения компаунд-ядра, что приводит к уменьшению вероятности выживания ЯО и, как следствие, к уменьшению сечения образования.

С другой стороны, из анализа экспериментальных данных следует, что главную роль в вероятности выживания тяжелых ядер — остатков испарения играют характеристики конечного ядра, образующегося после девозбуждения компаунд-ядра посредством испарения легких частиц. С этим фактом согласуются данные, показывающие, что поперечные сечения образования одних и тех же ЯО, формирующихся в реакциях с испарением различного числа нейтронов, сравнимы по величине. В диапазоне энергий возбуждения от 45 до 150 МэВ были измерены функции возбуждения для xn -реакций ($4 \leq x \leq 10$) с образованием ядер — остатков испарения от ^{189}Bi до ^{254}No .

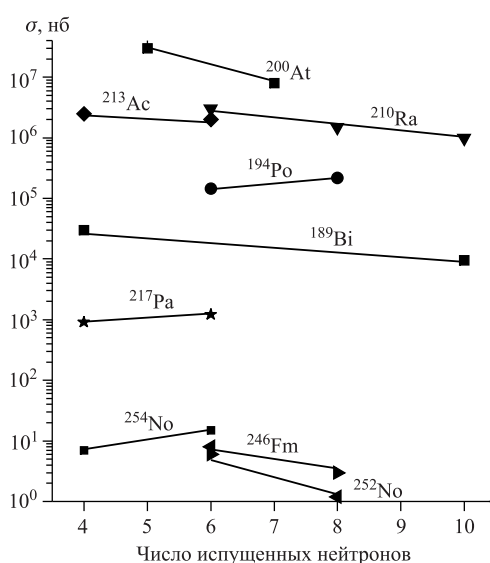


Рис. 4. Сечения образования ЯО в максимумах функций возбуждения для нуклидов, образовавшихся в реакциях с различным числом испарившихся нейтронов

подбарьерным характером реакции, показывает, что максимумы величин сечений образования ЯО после испарения $(x + 2)$ и x нейтронов (в случае ядра остатка испарения ^{189}Bi — после испускания $(x + 6)$ и x нейтронов) остаются практически неизменными в широкой области массовых и атомных номеров изотопов и в большом диапазоне энергий возбуждения компаунд-ядер.

Это заключение справедливо для сечений образования ЯО в диапазоне от единиц нанобарн до десятков миллибарн, при переходе от ядра отдачи ^{200}At к ^{254}No величина сечения образования уменьшается в 10^8 раз. Из этого обстоятельства вытекает, что на начальных шагах процесса девозбуждения

На рис. 4 представлены измеренные величины сечений образования ЯО, образовавшихся после испарения различного числа нейтронов из начального компаунд-ядра. Компаунд-ядра образовывались в реакциях полного слияния тяжелых ионов и ядер мишени, имеющих различное число нейтронов, например в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{220}\text{Ra}^*$ и $^{22}\text{Ne} + ^{194}\text{Pt} \rightarrow ^{216}\text{Ra}^*$; после испарения 10 нейтронов в первом случае и 6 нейтронов во втором образуется одно и то же ядро — остаток испарения ^{210}Ra . Приведенные значения соответствуют максимумам функций возбуждения, они взяты из табл. 2 и 3. Анализ xn -реакций для числа испущенных нейтронов $x \geq 4$, когда можно пренебречь возможным

конкуренция между испарением легких частиц и делением невелика и парциальная делительная ширина Γ_f мала и не зависит от энергии возбуждения компаунд-ядра (при величине $E^* \geq 40-50$ МэВ).

Из анализа экспериментальных данных следует, что для компаунд-ядер с энергией возбуждения в диапазоне 40–120 МэВ время деления больше, чем время испускания нейтрона примерно на порядок величины и составляет $(3-5) \cdot 10^{-20}$ с [43, 56].

Эмпирические зависимости сечений образования ЯО трансфермиевых элементов для $1n$ («холодное» слияние, $E^* \leq 20$ МэВ), $3n$ («теплое» слияние, $E^* \approx 30$ МэВ), $4n$ и $5n$ («горячее» слияние, $E^* \geq 40$ МэВ) представлены на рис. 5 (данные взяты из табл. 3 и 1, где приведены значения, полученные на других кинематических сепараторах).

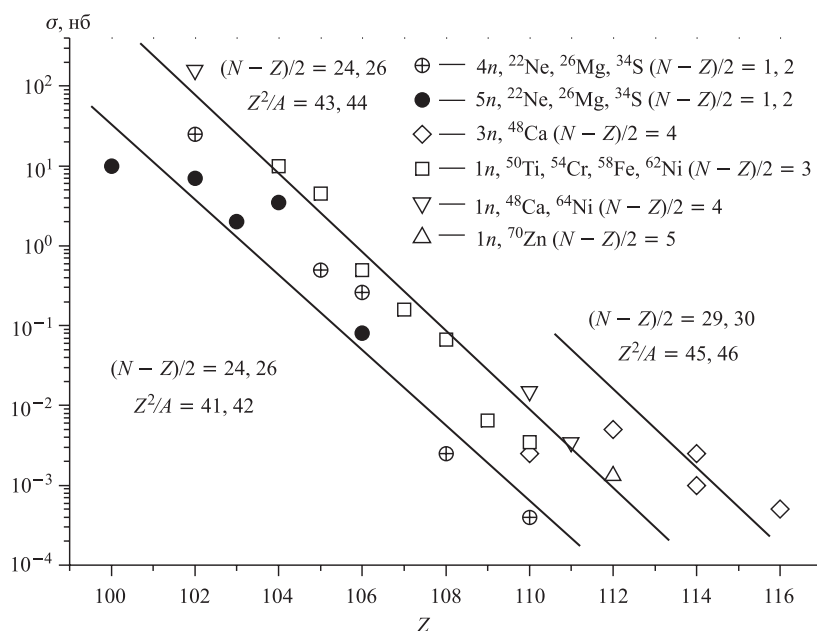


Рис. 5. Эмпирические зависимости максимальных значений поперечных сечений образования ЯО, образовавшихся в реакциях «горячего», «холодного» и «теплого» слияния. Экспериментальные точки представлены символами, сплошные линии проведены для наглядности

Для наглядности через экспериментальные данные, соответствующие трем типам реакций полного слияния, проведены сплошные линии. В случае реакций «горячего» слияния сечения образования ЯО для элементов с одним и тем же атомным номером меньше по величине. Но несмотря на зна-

чительно бóльшую энергию возбуждения компаунд-ядра различие в сечениях образования не превышает одного порядка по величине. Это объясняется малой вероятностью деления ядра на начальных каскадах процесса девозбуждения.

Экстраполяция сечений образования в область сверхтяжелых элементов приводит к значениям на уровне 0,1 пб для 112-го, 114-го и 116-го элементов в случае «горячего», «холодного» и «теплого» типов реакций полного слияния соответственно. Бóльшие величины сечений образования могут ожидать в случае, если сохранится тенденция увеличения сечения образования ядра при возрастании изоспина ($T_z = (N - Z)/2$) бомбардирующего иона. Этот эффект наблюдался при использовании ускоренных ионов $^{20,22}\text{Ne}$ и $^{24,26}\text{Mg}$ (см. табл. 2), а также при синтезе 110-го элемента с использованием ионов $^{62,64}\text{Ni}$ [7]. Следует отметить, что в случае синтеза 112-го элемента при использовании ускоренных ионов ^{70}Zn ($T_z = 5$) тенденция увеличения сечения образования ЯО при возрастании T_z не проявилась, как это видно из табл. 1.

В случае «горячего» слияния в основном используются бомбардирующие ионы, имеющие $T_z = 1, 2$, в случае «холодного» слияния $T_z = 3, 4$, и для «теплого» слияния $T_z = 4$. В случае использования ускоренных ионов ^{48}Ca («теплое» слияние) наблюдается резкое увеличение сечений образования ЯО ($3n$ -, $4n$ -испарительные каналы) по сравнению с реакциями «горячего» и «холодного» слияния. Объяснением этого факта может быть наличие сильных оболочечных эффектов как в налетающей частице ^{48}Ca ($N = 28, Z = 20$), так и в ядрах — остатках испарения ($N \geq 170, Z = 112-116$). Изоспин ЯО в этой области составляет $T_z \approx 30$ по сравнению с $T_z \approx 25$ в случае реакций «горячего» и «холодного» слияния. Более детально влияние оболочечных эффектов на сечения образования как в бомбардирующих ионах, так и в ядрах мишеней, и в ядрах — остатках испарения будет рассмотрено ниже.

Реакции полного слияния с ускоренными ионами ^{48}Ca являются компромиссным вариантом между реакциями «горячего» слияния, имеющими более высокую вероятность слияния, и реакциями «холодного» слияния, имеющими более высокую вероятность выживания ЯО в выходном канале.

Если проанализировать экспериментальные данные, представленные в табл. 2 и 3, по «изоспину» T_z ядра отдачи ($T_z = (N - Z)/2$) или по параметру делимости Z^2/A , который также отражает соотношение нейтронов и протонов в ядре, в более широкой области атомных номеров ЯО, то данные группируются в три области (см. рис. 6). Ядра отдачи, имеющие близкие значения T_z или Z^2/A , примерно одинаково удалены от линии β -стабильности. К экспериментальным данным из табл. 2 и 3 на рис. 6 добавлены данные из табл. 1 для реакций с ионами ^{34}S и ^{48}Ca , которые исследовались на газонаполненном сепараторе ГНС [70–72].

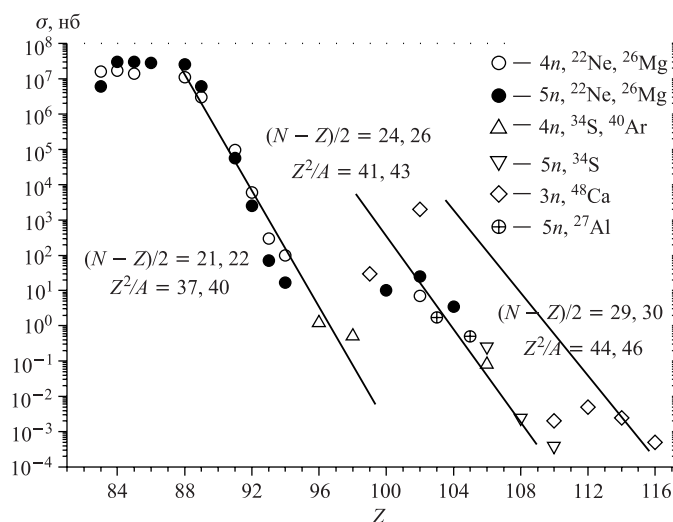


Рис. 6. Зависимости максимальных значений поперечных сечений образования ЯО, образовавшихся в xn -испарительных каналах, от «изоспина» T_z или параметра Z^2/A . Экспериментальные точки показаны символами, сплошные линии проведены для наглядности

Область атомных ядер с $82 \leq Z \leq 94$ является переходной по отношению к такому фактору, как делимость ядра. В этой области ядер происходит уменьшение жидкокапельного барьера деления от $\simeq 10$ МэВ для нейтронодефицитных изотопов Po–At до $\simeq 2,5$ МэВ для нейтронодефицитных изотопов Np–Pu. Наблюдается относительно слабое падение величины сечений образования ЯО при увеличении Z компаунд-ядра в интервале $Z = 83–90$. При переходе от Th к U наблюдается резкое, ступенчатое уменьшение сечений образования. Данные, которые представлены на рис. 6, демонстрируют такое поведение сечений образования ядер. Подобное поведение сечений наблюдается также для pxn - и αxn -испарительных каналов реакций. Однако ступенчатое уменьшение величин сечений образования ядер для αxn -каналов реакций наблюдается при переходе от U к Pu, в отличие от xn -канала, т. е. сдвинуто на 2 единицы по Z . Это приводит, в частности, к тому, что продукты испарения, образующиеся в xn - и αxn -каналах реакций, имеют сравнимые сечения образования в области компаунд-ядер от As до Th, с одной стороны, и Pu, с другой. В противоположность этому, например, для реакций $^{20}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$, приводящих к компаунд-ядрам $^{228,230}\text{U}^*$, измеренные сечения образования для продуктов $4n$ - и $5n$ -каналов испарения находятся в области микробарнов, тогда как для продуктов $\alpha 2n$ -, $\alpha 3n$ - и $\alpha 4n$ -испарительных каналов значения этих сечений составляют миллибарны [46].

Одним из возможных объяснений ступенчатого уменьшения величины сечений образования ЯО может быть высокая делимость ядер с атомными номерами $Z \geq 90$. Расчеты, основанные на полученных экспериментальных данных, показывают, что уменьшение барьера деления при переходе от Ac, Th к Pa составляет 30 %, а к U — 45 % [45, 46].

Сейчас является очевидным, что сечения образования ЯО, формирующихся в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами, сильно зависят от оболочечной структуры как обоих партнеров реакций (налетающего иона и ядра мишени), так и самого ЯО. Существует большой набор экспериментальных данных, демонстрирующих влияние замкнутых нейтронных и протонных оболочек во входном и выходном каналах образования ЯО. Одним из наиболее ярких примеров является резкое увеличение сечений образования ЯО, когда оба партнера (^{48}Ca и ^{208}Pb) реакции имеют дважды магическую структуру, т. е. замкнутые протонные и нейтронные оболочки. Небольшое изменение числа нуклонов приводит к уменьшению сечений образования ЯО на один-два порядка величины.

Эффект влияния оболочечной структуры у партнеров реакции продемонстрирован на рис. 7. Экспериментальные данные для бомбардирующих ионов ^{48}Ca и мишеней ^{176}Yb , ^{181}Ta , ^{198}Pt , ^{208}Pb , ^{232}Th получены на сепараторе ВАСИЛИСА [40, 58, 61], для мишеней ^{238}U , ^{242}Pu и ^{248}Cm взяты из работы [73], для остальных мишеней — из работы [74] (рис. 7, а).

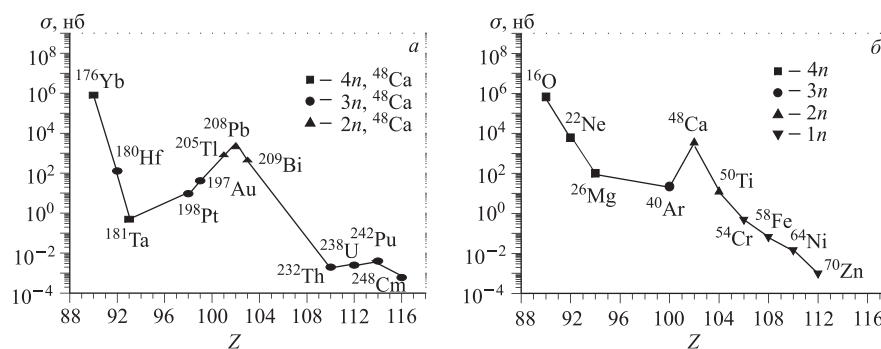


Рис. 7. Экспериментальные сечения образования ЯО в максимумах функций возбуждения для реакций полного слияния: а) бомбардирующие ионы ^{48}Ca и различные мишени; б) мишень ^{208}Pb и различные ускоренные ионы

Экспериментальные данные для мишени ^{208}Pb и бомбардирующих ионов ^{16}O , ^{22}Ne , ^{26}Mg , ^{48}Ca получены на сепараторе ВАСИЛИСА [41, 53, 56, 58], для ионов ^{40}Ar взяты из работы [75], для остальных бомбардирующих ионов — из работы [7] (рис. 7, б).

Следует отметить, что на рис. 7 для каждой реакции было выбрано максимальное значение сечения образования ЯО из всех испарительных каналов.

Эффект увеличения сечений образования ЯО при использовании ускоренных ионов ^{48}Ca можно проиллюстрировать и на другом примере. На рис. 8 приведены максимальные значения сечений образования ЯО для реакций между различными ускоренными ионами и мишенями $^{236,238}\text{U}$. Экспериментальные данные для бомбардирующих ионов ^{22}Ne , ^{26}Mg , ^{27}Al получены на сепараторе ВАСИЛИСА [56, 59, 60], для ионов ^{12}C взяты из работы [76], для ионов ^{18}O — из работы [77], для ионов ^{30}Si — из работы [78], для ионов ^{34}S , ^{40}Ar и ^{48}Ca — из работ [71, 72, 79].

1.2. Сравнение экспериментальных данных с расчетами. Метод сравнения измеренных поперечных сечений образования ЯО с расчетными, полученными в рамках статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, может быть использован как универсальный и чувствительный метод для определения барьеров деления ядер с атомными номерами $Z \geq 82$. Эксперименты по определению барьеров деления ядер проводились для двух областей ЯО: Bi–At [34] и Ac–U [56, 80].

При анализе экспериментальных данных, полученных на сепараторе ВАСИЛИСА, применяются компьютерные коды программ ALICE MP [81] и NIVAR [82]. В обеих программах при вычислении делительных ширин используется формула Бора и Уиллера. Расчет испарительных ширин базируется на формализме Вайскопфа и Эвинга (коды имеют некоторые различия в параметрах потенциалов, определяющих сечения слияния ядер). При расчетах плотности уровней используются соотношения для ферми-газа с феноменологическим учетом оболочечных эффектов в параметре плотности уровней, как предложено в работе [83], для «длины ослабления» оболочечных эффектов $D = 18,5 \text{ МэВ}$:

$$a_\nu(E^*) = \tilde{a}_\nu \left\{ 1 + \left[1 - \exp\left(-\frac{E^*}{D}\right) \right] \frac{\Delta W_\nu(A, Z)}{E^*} \right\}, \quad (2)$$

где E^* — энергия возбуждения составного (компаунд) ядра, а $\Delta W_\nu(A, Z)$ — оболочечная поправка к массе ядра, образовавшегося после испускания ча-

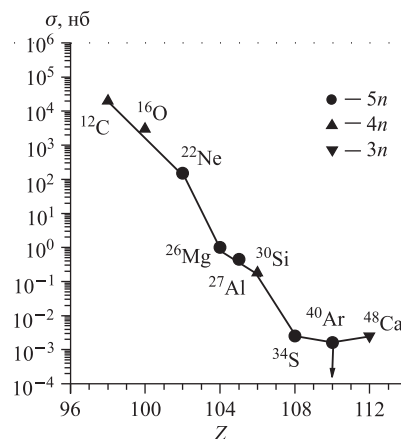


Рис. 8. Экспериментальные сечения образования ЯО в максимумах функций возбуждения для реакций полного слияния различных ускоренных ионов с мишенями $^{236,238}\text{U}$

стицы ν (нейтрона, протона или α -частицы). Параметр плотности уровней в делительном канале при расчетах считался постоянным и не зависящим от энергии возбуждения, а соотношение $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ могло быть свободным параметром.

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

В принципе, для расчета сечений испарительных каналов необходимо знать значение сечения образования составного ядра, связанное с величинами l_{crit} и Δl . Эти величины могут несколько различаться 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 $l \leq 30-40$ [12, 84], т. е. существенно меньших, чем l_{crit} в рассматриваемых реакциях [85]. Поэтому способ выбора l_{crit} и Δl 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:

$$B_f(l) = C_f B_f^{\text{LD}}(l) + B_f^{\text{shell}}. \quad (3)$$

Ранее на основе анализа большой совокупности экспериментальных данных удалось установить, что при использовании чисто жидкокапельного варианта расчета не удастся хорошо описать как всю совокупность экспериментальных сечений, так и экспериментально измеренные значения для приведенных ширин распада [36, 43], т. е. оптимальное фитирование возможно лишь при учете оболочечных эффектов как в параметре плотности уровней, так и в барьере деления ядер.

Величины жидкокапельных компонентов барьера деления (B_f^{LD}) рассчитывались по модели заряженной жидкой капли Коена–Плазила–Святецкого [86]. Для тяжелых ядер с $A \geq 200$ барьеры по модели Сирка [87] составляют 0,85–0,95 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 [88] и экспериментально измеренной [89] массами нуклида, т. е. равной модулю величины $\Delta W_\nu(A, Z)$. Коэффициент C_f при жидкокапельном компоненте барьера деления используется как свободный параметр. Таким образом, в расчетах можно использовать

только два свободных параметра: отношение $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ и коэффициент C_f . Однако в исследуемой области ядер величина $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ достаточно хорошо определена. В работе [43] в результате сравнения экспериментальных и расчетных значений для отношения ширин Γ_n/Γ_{tot} было установлено, что по крайней мере для энергий возбуждения компаунд-ядра более 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.

Для большого массива данных, приведенных в табл. 2, были проведены расчеты с использованием компьютерного кода NIVAP [82]. Свободным параметром был коэффициент C_f при жидкокапельной составляющей барьера деления, параметр $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ был взят равным единице. Плотность уровней рассчитывалась по формулам модели ферми-газа. Результаты расчетов функций возбуждения вместе с экспериментальными величинами сечений образования ЯО в максимумах функций возбуждения для xn -реакций в области компаунд-ядер с атомными номерами $83 \leq Z \leq 92$ представлены на рис. 9. Из рисунка следует, что несмотря на большой диапазон изменения сечений расчет по статистической модели хорошо воспроизводит (с точностью до фактора 2–3) как относительный ход, так и абсолютные величины сечений. Следует отметить, что экспериментальная точность измерения абсолютных сечений образования ЯО обычно составляет фактор 2.

Рис. 9. Расчетные [82] и экспериментальные величины сечений образования ЯО в максимумах функций возбуждения для xn -реакций в области компаунд-ядер с атомными номерами $83 \leq Z \leq 92$. \blacktriangle — Bi; $*$ — Po; \blacklozenge — At; \blacktriangledown — Rn; \boxtimes — Ra; \blacksquare — Ac; \bullet — U

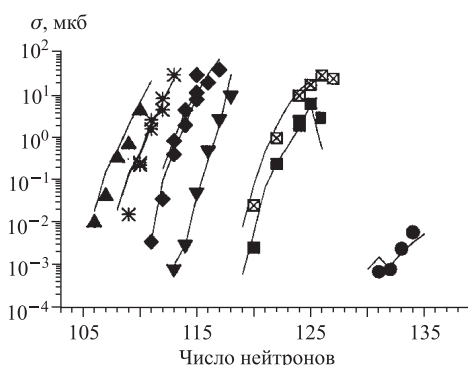


Рис. 10 дает наглядное представление о больших различиях в величинах и природе барьеров деления для нуклидов в области компаунд-ядер $83 \leq Z \leq 92$. Из рис. 10 видно, что жидкокапельные составляющие барьера деления уменьшаются от 7 МэВ для нейтронодефицитных изотопов Вi до 2,5 МэВ для нейтронодефицитных изотопов урана. Оболочечный компонент барьеров деления вначале возрастает от нуля до 5–7 МэВ при переходе от изотопов Вi к нейтронодефицитным изотопам Ас–Ра с $N \simeq 126$,

а затем снова падает практически до нуля для нейтронодефицитных изотопов урана. В то же время значения величин для подгоночного параметра C_f практически не меняются и для любого из нуклидов находятся в интервале от 0,55 до 0,68.

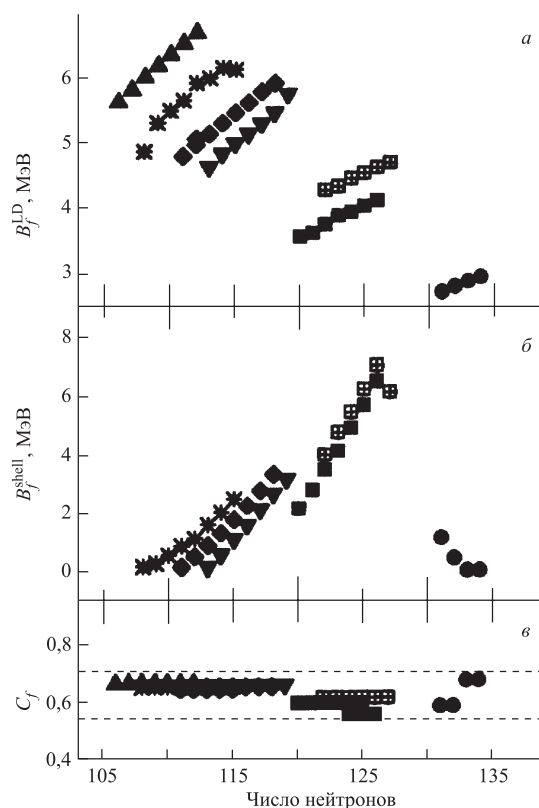


Рис. 10. Величины капельного и оболочечного компонентов барьеров деления для ядер, представленных на рис. 9, и оптимальные значения подгоночного параметра C_f . ▲ — Bi; * — Po; ◆ — At; ▼ — Rn; ⊠ — Ra; ■ — Ac; ● — U

Сравнение полученных в экспериментах на сепараторе ВАСИЛИСА данных с расчетами, выполненными в рамках модели статистического де возбуждения компаунд-ядра, показывает, что вплоть до энергии налетающей частицы 10 АМэВ (энергия возбуждения порядка 160 МэВ) статистическая модель полностью описывает экспериментальные данные. Анализ большого массива экспериментальных данных для сечений образования испарительных

продуктов (около 30 комбинаций мишень–частица) показал, что уменьшение жидкокапельных составляющих барьера деления на 30–40 % по сравнению с теоретическими предсказаниями носит универсальный характер и наблюдается для всех нейтронодефицитных нуклидов в области от Bi до U .

Ниже будут обсуждаться закономерности образования и вероятности выживания компаунд-ядер в области $Z \geq 82$ с использованием экспериментальных данных, полученных как на сепараторе ВАСИЛИСА, так и на других сепараторах ядер отдачи.

В заключение к сказанному выше хотелось бы подчеркнуть, что методика кинематического сепаратора представляется наиболее оптимальной для измерения абсолютных значений сечений продуктов реакций полного слияния с тяжелыми ионами. Это связано с отсутствием зависимости эффективности сепарации от химических свойств нуклидов, периодов их распада и интенсивности пучка ионов, большим диапазоном измеряемых сечений и высокой чувствительностью, большой надежностью работы и относительной простотой контроля параметров установок во время эксперимента.

2. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ И ВЕРОЯТНОСТИ ВЫЖИВАНИЯ КОМПАУНД-ЯДЕР В ОБЛАСТИ $Z \geq 82$

Во входном канале реакций полного слияния существенное влияние на сечение образования компаунд-ядра (сечение слияния) оказывает конкуренция между различными процессами эволюции двойной ядерной системы, т. е. между слиянием (образованием компаунд-ядра) и квазиделением. В последнее время интенсивное развитие получили эксперименты по измерению сечения слияния тяжелых ядер путем измерения сечений деления компаунд-ядра (с разделением эффектов от «истинного» деления компаунд-ядра и квазиделения) [90].

С использованием сепараторов типа ВАСИЛИСА возможно только измерение сечений образования ядер — остатков испарения σ_{ER} . Последующее расчетное восстановление сечения слияния производится на основе различных теоретических моделей и экспериментальных данных по сечениям образования испарительных остатков. Экспериментальное измерение сечений слияния и сечений образования ядер — остатков испарения является мощным методом проверки современных теоретических моделей, оно применяется при проведении совместных экспериментов, в которых с использованием сразу двух методик одновременно измеряются сечения деления компаунд-ядра и сечения образования ядер — остатков испарения [91,92].

Влияние структурных явлений на закономерности образования и вероятности выживания тяжелых компаунд-ядер в области $Z \geq 82$ эксперимен-

тально исследовались во многих работах; очевидно, что «оболочечные» эффекты в налетающих ионах и ядрах мишеней существенно влияют на вероятности слияния тяжелых ядер и образования компаунд-ядра, а структурные эффекты в компаунд-ядрах и ядрах — остатках испарения существенно влияют на выживание компаунд-ядер в процессе девозбуждения и образования холодных ядер в основном состоянии.

Отдельный вопрос — рассмотрение влияния оболочечных эффектов на сечения образования, вероятности выживания и свойства радиоактивного распада сверхтяжелых элементов ($Z \geq 110$), сама возможность и длительность существования которых на время, доступное для регистрации современными экспериментальными методами ($T_{\text{det}} \geq 1$ мкс), обусловлена эффектами ядерных оболочек.

В выходном канале реакций полного слияния сечения образования испарительных продуктов определяются отношением $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ приведенных нейтронных ширин к полной ширине, являющейся суммой нейтронной, делительной ширин и ширин, связанных с испарением заряженных частиц, на различных ступенях девозбуждения компаунд-ядра, т. е. в выходном канале реакции поперечное сечение образования ядра — остатка испарения, в основном, определяется конкуренцией между делением возбужденного компаунд-ядра и испарением нейтрона (заряженной частицы) на последовательных каскадах девозбуждения. При уменьшении энергии возбуждения компаунд-ядра E^* до величины примерно 10 МэВ основная конкуренция возникает между испусканием γ -квантов и делением. Этот процесс характерен для «холодного» слияния ($E^* \leq 20$ МэВ) и для последних каскадов девозбуждения компаунд-ядер, образовавшихся в реакциях «теплого» ($E^* \approx 30$ МэВ) и «горячего» слияния ($E^* \geq 40$ МэВ). Одним из преимуществ сепаратора ВАСИЛИСА является возможность экспериментального измерения сечений образования ядер — остатков испарения с высокой точностью. Это позволяет экспериментально определять вероятность выживания тяжелых сильновозбужденных компаунд-ядер в сериях экспериментов по изучению различных реакций, приводящих к одному и тому же ядру — остатку испарения в различных выходных каналах (после испускания различного числа нейтронов из компаунд-ядра), и по измерению сечений образования одного и того же нуклида.

3. ВЫЖИВАЕМОСТЬ СИЛЬНОВОЗБУЖДЕННЫХ КОМПАУНД-ЯДЕР

Реакции между сложными ядрами, идущие через стадию образования составного ядра, являются хорошим инструментом исследований как термодинамических характеристик ядерной материи (температуры нагретых ядер, ширины распадов), так и ее динамических характеристик (скорости диссо-

циации энергии, вязкости и других). При этом экспериментальные данные используются в качестве теста, позволяющего определить величины модельных параметров в рамках того или иного теоретического подхода к описанию процессов образования и девозбуждения компаунд-ядра и их зависимости от экспериментально контролируемых физических параметров, таких как энергия возбуждения, переданный импульс, массовая асимметрия во входном канале реакции и т. д.

Полученный в последнее время большой массив экспериментальных данных о числе предделительных нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами поставил вопрос о механизмах их испускания и факторах, определяющих делительную ширину возбужденного компаунд-ядра [93–95]. Причиной этого является тот факт, что наблюдаемое в экспериментах число предделительных нейтронов больше, чем это следует из расчетов по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, и это различие увеличивается с ростом энергии возбуждения. Для объяснения такого различия были разработаны и широко используются новые подходы для определения делительной ширины, учитывающие эффекты ядерной вязкости или трения [96,97]. Однако при обсуждении расхождений между экспериментом и расчетом несколько недооценивается тот факт, что фитирование модельных расчетов по интегральному сечению деления практически не накладывает существенных ограничений на расчетное число предделительных нейтронов ν_{pre} . Так, например, в работах [98,99] было показано, что при коррелированном изменении параметров статистической модели, определяющих плотность уровней и величину жидкокапельного барьера, можно увеличить величину ν_{pre} в 2,5 раза при сохранении удовлетворительного описания функций возбуждения для делительной моды распада. Это не представляется удивительным, так как величина ν_{pre} чрезвычайно чувствительна к величинам Γ_n/Γ_{tot} на первых ступенях девозбуждения, в то время как интегральное сечение деления зависит от многих параметров расчета. Поэтому вопрос о реалистичности параметров, используемых в расчетах на основе статистической модели при описании распада возбужденных делящихся компаунд-ядер, становится важным и актуальным при интерпретации экспериментальных данных.

Большое количество экспериментов было посвящено определению выживаемости сильновозбужденных ядер, т. е. определению значения Γ_n/Γ_{tot} на первых ступенях испарительного каскада. Для этих целей использовались отношения сечений образования одного и того же нуклида, образывающегося в реакциях с различным числом испарившихся нейтронов. На сепараторе ВАСИЛИСА исследовались реакции полного слияния $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt} \rightarrow ^{216,218,220}\text{Ra}$, $^{20,22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{228,230}\text{U}$, $^{20,22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{252,254}\text{Fm}$, а также реакции, приводящие к компаунд-ядрам элементов No, Lr и Db. Целью экспериментов было получение информации о влиянии оболочечных эффектов на распад высоковозбужденных ядер, проверка применимости статистической

модели для описания соотношения ширин распадов, включая делительную ширину, и множественности предразрывных частиц (точнее, председловых) в широкой области энергий возбуждения.

Для количественной оценки приведенных нейтронной и делительной ширины использовался упрощенный вариант модели каскадного испарения [81], в котором отношение сечений образования нуклида $(Z, A - x)$ в xn - и $(x + 2)$ -каналах реакций можно записать в следующем виде:

$$\frac{\sigma(x+2)n}{\sigma(xn)} \Big|_{Z, A-x} = \left[\frac{P_{(x+2)n}}{P_{xn}} \right] \frac{\sigma_c(x+2)n}{\sigma_c(xn)} \frac{\prod_{i=A+2}^{A-x} \left\langle \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}} \right\rangle_i}{\prod_{i=A}^{A-x} \left\langle \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}} \right\rangle_i} \cong \left[\frac{P_{(x+2)n}}{P_{xn}} \right] \left[\frac{\sigma_c(x+2)n}{\sigma_c(xn)} \right] \left\langle \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}} \right\rangle_{A+2}^2, \quad (4)$$

где $\sigma(xn)$ и $\sigma(x+2)n$ — величины сечений для xn - и $(x+2)n$ -реакций в максимумах выходов; $\sigma_c(x+2)n$ и $\sigma_c(xn)$ — сечения образования компаунд-ядра при энергиях, соответствующих максимумам выходов для реакций $(x+2)n$ и xn ; $(\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}})_{A+2}$ — среднее значение парциальной нейтронной ширины для компаунд-ядра ^{A+2}Z при энергии возбуждения, соответствующей максимуму выхода для $(x+2)n$ -реакции.

3.1. Ширины распада высоковозбужденных ядер Ra. В диапазоне энергий возбуждения от 45 до 120 МэВ для компаунд-ядер $^{216,218,220}\text{Ra}$ измерены функции возбуждения для xn -, pxn - и αxn -реакций. Результаты измерений приведены выше в табл. 2 (см. также работы [43, 84]). Для иллюстрации на рис. 2 показаны экспериментальные функции возбуждения для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$. Из данных табл. 2 следует, что отношение сечений образования конкретного изотопа в реакциях с испарением x - и $(x+2)$ -нейтронов практически постоянно во всем исследованном диапазоне массовых чисел и не зависит от абсолютной величины сечения образования изотопа, что отражено на рис. 4.

Рассчитанные в рамках этого подхода значения средних относительных нейтронных ширин для первых каскадов девозбуждения компаунд-ядер ^{220}Ra , ^{218}Ra и ^{216}Ra с испарением 10, 8 и 6 нейтронов соответственно приведены в табл. 4 и на рис. 11.

В расчетах использовались только сечения реакций с $x > 6$, чтобы не учитывать влияния кулоновского барьера на сечение слияния. Ошибка в определении среднего значения относительной нейтронной ширины зависит от точности измерения отношения сечений в максимумах выходов. Используемый в экспериментах методический подход позволяет исключить влияние

Таблица 4. Значения средних относительных нейтронных ширин для первых каскадов девозбуждения компаунд-ядер $^{220,218,216}\text{Ra}$

Компаунд-ядро	E^* , МэВ	x	$\frac{\sigma(x+2)n}{\sigma(xn)}$	$\frac{\sigma_c(xn)}{\sigma_c(x+2)n}$	$\frac{P(xn)}{P(x+2)n}$	$(\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}})^2$	$\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$
$^{220}\text{Ra}/^{218}\text{Ra}$	80	6	0,62	1,20	1,075	0,80	0,89
$^{220}\text{Ra}/^{218}\text{Ra}$	100	8	0,58	1,16	1,060	0,71	0,84
$^{218}\text{Ra}/^{216}\text{Ra}$	80	6	0,68	1,20	1,075	0,82	0,9
$^{218}\text{Ra}/^{216}\text{Ra}$	100	8	0,61	1,16	1,060	0,75	0,87

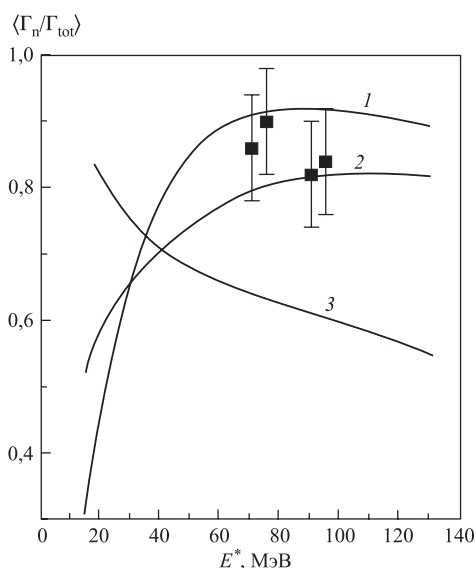


Рис. 11. Сравнение экспериментальных и расчетных значений средних парциальных нейтронных ширин для компаунд-ядер $^{218,220}\text{Ra}$. Расчет проводился на основе статистической модели для трех наборов параметров, определяющих делимость ядра: 1 — $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 0,95$, $C_f = 0,52$; 2 — $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,00$, $C_f = 0,63$; 3 — $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,05$, $C_f = 0,84$

на точность определения $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ ошибок, связанных с измерением абсолютных величин тока пучка, эффективности сепаратора и толщин мишеней. Таким образом, ошибка в вычислении $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ зависит, в основном, от ошибок в определении относительных толщин мишеней ($\pm 5\%$) и ошибки в определении величины максимального выхода по 4–5 экспериментальным значениям выходов, измеренным вблизи максимума. Статистическая точность отдельных измерений была в экспериментах не хуже 5%. Исходя из всего сказанного, можно утверждать, что суммарная ошибка в определении $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ находится в интервале $\pm(7-8)\%$ от определяемой величины. В какой-то мере распределение полученных значений $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ (см. табл. 4) можно рассматривать как прямое экспериментальное подтверждение сделанной оценки точности эксперимента.

Как уже отмечалось, в статистической модели имеются два параметра, определяющих делимость ядра: C_f и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$, небольшое варьирование которых приводит к значительному изменению сечений образования испарительных продуктов. Более того, при правильном коррелированном изменении обоих параметров можно получать одинаково хорошее согласие расчетов с экспериментальными величинами сечений при различных наборах этих параметров. Для примера на рис. 11 приведены результаты сравнения значений средних относительных нейтронных ширин для первых каскадов девозбуждения извлеченных из экспериментальных величин сечений образования испарительных продуктов в xn -канале в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ с результатами расчетов, сделанными для трех наборов параметров:

- 1) $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 0,95$, $C_f = 0,52$;
- 2) $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,00$, $C_f = 0,63$;
- 3) $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,05$, $C_f = 0,84$.

Все три варианта расчетов хорошо согласуются с результатами экспериментов по измерению функций возбуждения и не выходят за пределы ошибок измерения. Поэтому необходимы дополнительные экспериментальные данные, позволяющие протестировать величины параметров C_f и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ независимо друг от друга.

Одним из таких наборов данных, подходящих для тестирования, могут быть данные об отношениях сечений образования одних и тех же нуклидов в реакциях с различным числом ступеней в испарительном каскаде. Это обусловлено тем, что влияние на делимость параметров $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ и C_f различно при различных энергиях возбуждения. Параметр $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ в большей степени определяет делимость ядер при высоких энергиях возбуждения, в то время как параметр C_f — при низких. Количественно фактор различия показан на рис. 11, на котором приведены усредненные расчетные значения $\langle \Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \rangle$ на первой ступени каскада испарения для всех трех вариантов расчета. Усреднение было проведено по набору моментов от 0 до 30, так как этот набор моментов на 95% определяет значения сечений в максимуме выходов в данной области ядер. Можно отметить, что расширение интервала усреднения до значений, равных ℓ_{cr} , приводит к уменьшению величин $\langle \Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \rangle$ в 1,5 раза. Сокращение интервала усреднения в 1,5–2,0 раза практически не меняет усредненного значения. Из рисунка видно, что различие достаточно велико, особенно между двумя первыми и третьим вариантом расчета. Отсутствие влияния этого различия на сечения образования конечного ядра — продукта реакции обусловлено простым перераспределением величин усредненных нейтронных ширин на последующих ступенях каскада испарения.

Измерение отношений сечений в максимумах их выходов является хорошо известным способом определения величин $\langle \Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \rangle$ на первых ступенях испарительного каскада. Его ограниченное использование связано с необходимостью значительного увеличения объема экспериментальных изме-

рений и некоторого повышения их качества. Однако в данном случае проведение таких экспериментов представлялось нам совершенно необходимым. С одной стороны, было важно непосредственно экспериментально определить возможный диапазон варьирования параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ для подтверждения выводов о величине и поведении параметра C_f в этой области ядер, сделанных в предыдущем разделе статьи. С другой стороны, и это можно легко вне-модельно показать, именно значения величин $\langle \Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \rangle$ на первых ступенях каскада девозбуждения определяют среднее число председловых нейтронов (то есть предсказываемых статистической моделью) и их вклад в полное число предделительных нейтронов. То есть необходимым условием корректного разложения полного времени жизни составного ядра (от момента слияния до момента разделения на два осколка) на времена жизни в председловых и постседловых состояниях является, в первую очередь, правильный расчет делительных и нейтронных ширин на первых ступенях каскада, а не сечения в целом. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 12 приведены зависимости чисел председловых нейтронов от энергии возбуждения компаунд-ядра для всех трех вариантов расчетов.

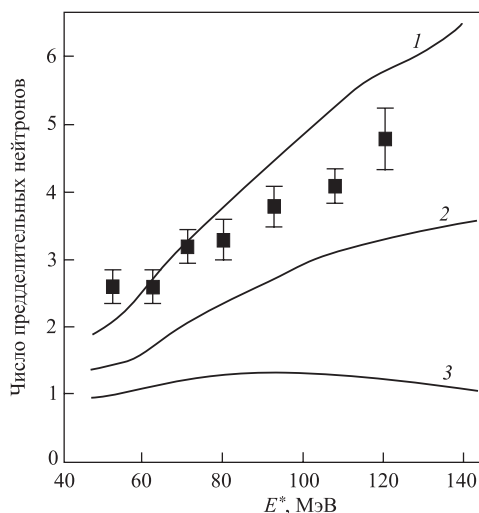


Рис. 12. Расчетные значения числа председловых нейтронов при различных значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$. Точки — экспериментальные данные для полного числа предделительных нейтронов, полученные для компаунд-ядра ^{219}Fr . Расчет проводился по статистической модели для трех наборов параметров, определяющих делимость ядра: 1 — $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 0,95$, $C_f = 0,52$; 2 — $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,00$, $C_f = 0,63$; 3 — $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,05$, $C_f = 0,84$

Из рис. 12 видно, что использование для тестирования расчетов этого набора экспериментальных данных полностью исключает вариант расчета с $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,05$ и является убедительным экспериментальным аргументом в пользу использования в расчетах только значений $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu \leq 1,0$.

Полученные значения $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ свидетельствуют о том, что вклад в делительный канал распада ядра ^{220}Ra с начальной энергией возбуждения $E^* = 100$ МэВ вносят несколько ступеней испарительного каскада. Расчет чи-

сла предделительных нейтронов, испущенных до достижения ядром седловой точки, дает для $\ell = 30$ (см. рис. 12) величины $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{\text{calc}} = 3,0$ и $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{\text{calc}} = 5,5$ при значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$, равных 1,0 и 0,95. Точками на рис. 12 представлены экспериментальные данные для полного числа предделительных нейтронов в зависимости от энергии возбуждения, полученные в работе [100] для компаунд-ядра ^{219}Fr , близкого к исследуемому ядру ^{220}Ra . В результате сравнения видно, что при использовании значений параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$, равных или меньших единицы, расчетные значения совпадают или даже превосходят экспериментальные величины. Такой необычный, на первый взгляд, характер расхождения, в принципе, легко объясним: вклад парциальных волн с $\ell \leq 30$ в полное сечение слияния составляет только 20–25 %, и поэтому основная часть сечения делительной моды будет определяться более высокими значениями угловых моментов. Если предположить, что в экспериментах по измерению $\bar{\nu}_{\text{pre}}^f$ измеряются осколки деления составных ядер с угловыми моментами вплоть до ℓ_{cr} , то в рассматриваемой реакции при энергии возбуждения, равной ~ 100 МэВ, необходимо учитывать в расчете все парциальные волны вплоть до $\ell_{\text{cr}} \simeq 70$. В этом случае расчетные значения величин для $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{\text{calc}}$ получаются равными 1,8 и 2,8 при значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$, равных 1,0 и 0,95 соответственно. Следовательно, даже в этом случае доля председловых нейтронов в полном числе предделительных нейтронов будет составлять от 50 до 80 %.

Таким образом, на основании полученных экспериментальных данных можно утверждать, что среднее значение относительной нейтронной ширины для компаунд-ядер ^{220}Ra в диапазоне энергий возбуждения от 60 до 100 МэВ равно $0,88 \pm 0,07$, а среднее значение относительной делительной ширины — $0,12 \pm 0,07$. Учет каналов с испарением заряженных частиц приводит к уменьшению $\Gamma_f/\Gamma_{\text{tot}}$, однако это уменьшение невелико и не выходит за пределы ошибок. Согласно оценке, сделанной с помощью модифицированной программы ALICE [81], при энергии возбуждения $E^* = 100$ МэВ сумма относительных протонной и α -ширин не превышает $4,5 \cdot 10^{-2}$.

Используя расчетные значения испарительных и делительной ширины, можно оценить среднее время выхода компаунд-ядер ^{220}Ra с угловыми моментами $\ell \leq 30$ в седловую точку. Для энергий возбуждения 100 и 80 МэВ оно равно $2,7 \cdot 10^{-20}$ и $3,6 \cdot 10^{-20}$ с соответственно, что на порядок величины больше, чем времена испарения нейтронов при тех же энергиях возбуждения [101].

3.2. Конкуренция между делением и испарением нейтронов при деовозбуждении компаунд-ядер U и Fm. Сечения образования изотопов урана, синтезированных в реакциях полного слияния $^{20,22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au}$, приведены в работах [47–51, 102] и в табл. 2. На рис. 13 представлены функции возбуждения, измеренные в этих реакциях с испарением от 4 до 7 нейтронов. Экспериментально измеренные величины сечений представлены символами с указанием погрешностей измерений.

Значения Γ_n/Γ_{tot} на первых ступенях испарительного каскада для нейтронodefицитных изотопов U, извлеченные из измеренных значений максимумов сечений образования, приведены в табл.5 [56]. Анализ этих сечений образования проводился с использованием методики, близкой к описываемой для случая возбужденных компаунд-ядер Ra в предыдущем пункте.

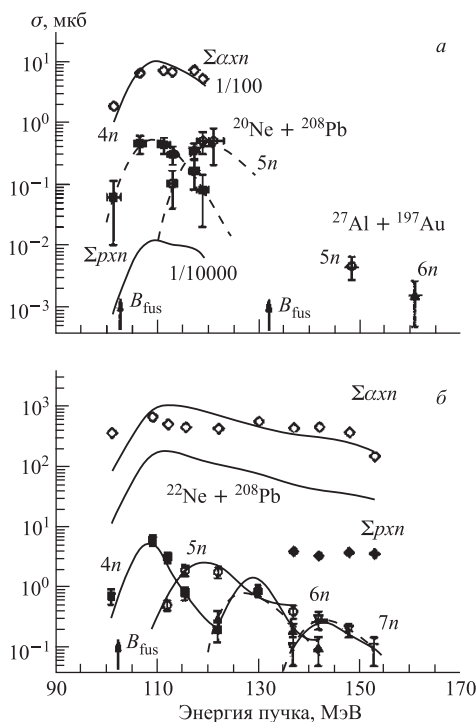


Рис. 13. Функции возбуждения для ЯО, образующихся в канале с испарением нейтронов, для реакций $^{20,22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{228,230}\text{U}$ и $^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{224}\text{U}$. Также приведены суммарные сечения для продуктов, образовавшихся в каналах с испарением заряженных частиц. Сплошные линии — результаты расчетов по статистической модели

Таблица 5. Значения средних относительных нейтронных ширин для первых каскадов девозбуждения компаунд-ядра ^{230}U

ЯО	Испарительные каналы	E^* , МэВ	Γ_n/Γ_{tot}
^{224}U	$(^{22}\text{Ne}, 6n)/(^{20}\text{Ne}, 4n)$	47,5	$0,98 \pm 0,21$
^{223}U	$(^{22}\text{Ne}, 7n)/(^{20}\text{Ne}, 5n)$	59,5	$0,90 \pm 0,26$

Экспериментальные данные для поперечных сечений образования изотопов $^{246,247}\text{Fm}$ в реакциях полного слияния $^{20,22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ приведены в табл. 3 и в работе [56]. На рис. 14 представлены функции возбуждения, измеренные в этих реакциях с испарением от 5 до 8 нейтронов.

Значения $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ на первых ступенях испарительного каскада для нейтронедефицитных изотопов Fm, извлеченные из измеренных значений максимумов сечений образования, приведены в табл. 6.

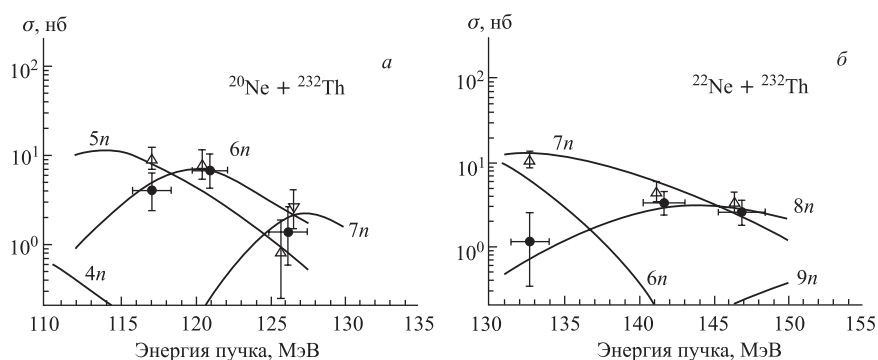


Рис. 14. Функции возбуждения для ЯО, образующихся в канале с испарением нейтронов, для реакций $^{20,22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{252,254}\text{Fm}$. Сплошные линии — результаты расчетов по статистической модели

Таблица 6. Значения средних относительных нейтронных ширин для первых каскадов девозбуждения компаунд-ядра ^{254}Fm

ЯО	Испарительные каналы	E^* , МэВ	$\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$
^{247}Fm	$(^{22}\text{Ne}, 7n)/(^{20}\text{Ne}, 5n)$	62,4	$0,47 \pm 0,11$
^{246}Fm	$(^{22}\text{Ne}, 8n)/(^{20}\text{Ne}, 6n)$	69,6	$0,37 \pm 0,16$

На рис. 15 извлеченные из экспериментальных данных величины $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ (см. также табл. 5 и 6) сравниваются с расчетными значениями $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ для начальных шагов каскадов девозбуждения компаунд-ядер ^{230}U и $^{252,254}\text{Fm}$. Расчеты для первого шага девозбуждения были выполнены для исследуемой области энергий возбуждения компаунд-ядер с усреднением по всем спиновым распределениям компаунд-ядер. Величины для второго шага были рассчитаны с усреднением по всем спектрам угловых моментов промежуточных возбужденных ядер после испускания одного нейтрона из компаунд-ядра и для последующих успешных шагов процесса девозбуждения. В целом между расчетными величинами и извлеченными из экспериментальных данных наблюдается неплохое согласие. Тем не менее следует отметить, что для сильнодефицитных ядер высокоспиновая компонента имеет бóльший вклад в деление, расчеты величин $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$, усредненных по всем угловым моментам, дают меньшие значения, чем в варианте, когда учитываются средние моменты, имеющие основной вклад в процесс образования конечного ЯО. Это происходит потому, что в этой области угловых моментов конкуренция со стороны деле-

ния мала, величины Γ_n/Γ_{tot} относительно больше, чем в случае рассмотрения всего спектра угловых моментов. Различие между двумя расчетами становится меньше при рассмотрении последующих шагов процесса девозбуждения, потому что для сильноделящихся ядер распределение спинов у промежуточных возбужденных ядер после испарения двух, трех или четырех нейтронов из компаунд-ядра значительно ниже и имеет тенденцию к приближению к диапазону спинов, дающих наибольший вклад в процесс образования конечного ЯО. Результаты расчетов величин Γ_n/Γ_{tot} для рассматривавшихся реакций приведены в табл. 7.

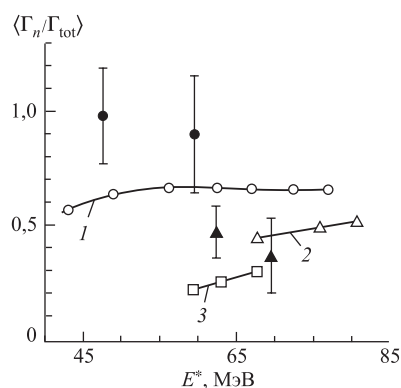


Рис. 15. Сравнение величин Γ_n/Γ_{tot} , извлеченных из экспериментальных данных (● — для компаунд-ядра ^{230}U ; ▲ — для компаунд-ядра ^{254}Fm), с результатами расчетов по статистической модели (○, 1 — для ^{230}U ; △, 2 — для ^{254}Fm ; □, 3 — для ^{252}Fm)

Таблица 7. Расчетные значения средних относительных нейтронных ширин для первых каскадов девозбуждения компаунд-ядер U и Fm

Реакция	Компаунд-ядро	E^* , МэВ	Γ_n/Γ_{tot}
$^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au}$	^{224}U	56,5	0,60
		67,5	0,52
$^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	^{230}U	34,4	0,86
		51,0	0,48
$^{20}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$	^{252}Fm	59,3	0,22
		63,0	0,26
		67,6	0,3
$^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$	^{254}Fm	68,0	0,45
		76,2	0,49
		80,8	0,52

Сравнение результатов для компаунд-ядра ^{254}Fm , образующегося в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{232}\text{Th}$ с энергией возбуждения 76 МэВ, с аналогичными для ^{230}U , образующегося в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ с энергией возбуждения 67 МэВ, дает следующие значения: $\Gamma_n/\Gamma_{tot} = 0,66$ для ^{230}U и $\Gamma_n/\Gamma_{tot} = 0,5$ для ^{254}Fm . Этот результат связан с тем фактом, что эффективный барьер деления B_f для ^{230}U составляет величину около 2 МэВ, тогда как в случае ^{254}Fm B_f соста-

влет величину около 0,7 МэВ при близких значениях энергии возбуждения этих компаунд-ядер.

Хорошее совпадение экспериментальных величин $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ с расчетными позволяет произвести оценку среднего числа председловых нейтронов и сравнить это число со средней величиной предразрывных нейтронов для рассматриваемых ядер, используя тот же подход, что и для компаунд-ядер Ra. В случае реакции $^{208}\text{Pb}(^{22}\text{Ne}, xn)$ при энергиях пучка 101–153 МэВ число $\nu_{\text{pre-scis}}$, полученное из данных по нейтронным измерениям [103], составляет величину 1,5–3,5. Оценка на основе наших экспериментальных данных дает значение 1,2–1,3. Тогда вклад $\nu_{\text{sad-scis}}$ составляет величину 0,2–2,3. Таким образом, процесс деления ядер урана, возбужденных до энергий 100–150 МэВ, сопровождается испарением от 1,2 до 1,3 нейтронов на пути от уравновешенного состояния до седловой точки и испусканием от 0,2 до 2,3 нейтронов при спуске от седловой точки до точки разрыва. Следует напомнить, что для высоковозбужденных компаунд-ядер Ra [43] от 50 до 80 % предделительных нейтронов являются председловыми (см. рис. 12).

Можно оценить значение $\tau_{\text{gs-sad}}$, равное $(1,3-2,5) \cdot 10^{-21}$ с, и величину $\tau_{\text{sad-scis}}$, равную $(1,3-8,4) \cdot 10^{-21}$ с, при полной делительной шкале времени τ_{fis} , равной $(3,8-9,7) \cdot 10^{-21}$ с, которая неплохо совпадает с экспериментально полученным значением $(3,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-21}$ с [112]. Эти оценки для $\nu_{\text{pre-sad}}$ и $\tau_{\text{pre-sad}}$ для компаунд-ядра U находятся между значениями, полученными для ядер Ra [101] и тяжелых трансактинидных ядер [104], отражая тот факт, что путь от седловой точки до точки разрыва для более тяжелых делящихся систем увеличивается.

3.3. Вероятности выживания возбужденных ядер No и Db. В области трансфермиевых элементов ($Z \geq 100$) исследовались сечения образования, вероятности выживания и свойства радиоактивного распада тяжелых ядер, синтезированных в реакциях «теплого» ($E^* \approx 30$ МэВ) и «горячего» слияния ($E^* \geq 40$ МэВ). Список реакций полного слияния с тяжелыми ионами, приводящих к ядрам с атомными номерами $Z \geq 100$ и изучавшихся в экспериментах на сепараторе ВАСИЛИСА, приведен в табл. 3. Диапазон энергий возбуждения компаунд-ядер, образывавшихся в реакциях с ионами $^{20,22}\text{Ne}$, $^{24,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , ^{31}P , ^{40}Ar и ^{48}Ca , составлял от 15 до 80 МэВ [56, 58–60, 66].

Для решения этих задач на кинематическом сепараторе ВАСИЛИСА были изучены следующие реакции: $^{236}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4-6n)$ и $^{232}\text{Th}(^{26}\text{Mg}, 4-6n)$, приводящие к компаунд-ядру ^{258}No , реакция $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 6-8n)$, приводящая к компаунд-ядру ^{260}No , и реакции $^{236}\text{U}(^{27}\text{Al}, 5-6n)$, $^{232}\text{Th}(^{31}\text{P}, 5n)$, приводящие к компаунд-ядру ^{263}Db . Ранее другими авторами были изучены реакции $^{12}\text{C} + ^{246}\text{Cm}$ [8], $^{15}\text{N} + ^{243}\text{Am}$ [105] и $^{16}\text{O} + ^{242}\text{Pu}$ [106], приводящие к компаунд-ядру ^{258}No . Таким образом, выбранные нами комбинации налетающий ион-ядро мишени добавляют данные к имеющемуся набору асимметричных реакций «горячего» слияния, приводящих к компаунд-ядру ^{258}No .

Изучение реакций, приводящих к компаунд-ядру ^{260}No , с испарением вплоть до 8 нейтронов позволяет получить данные о вероятности выживания сильновозбужденного компаунд-ядра и определить отношения $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ из отношения сечений $\sigma_{(x+2)n}/\sigma_{xn}$, полученных для реакций, приводящих к компаунд-ядрам ^{260}No и ^{258}No .

Следующим шагом было получение более тяжелых сильноделящихся компаунд-ядер. На сепараторе ВАСИЛИСА изучались также реакции $^{236}\text{U}(^{27}\text{Al}, 5n-6n)$ и $^{232}\text{Th}(^{31}\text{P}, 5n)$ с целью прямого сравнения сечений образования испарительных продуктов в $5n-6n$ -каналах реакций с сечениями образования тех же продуктов в каналах с испарением только 1–2 нейтронов в реакции $^{209}\text{Bi}(^{50}\text{Ti}, 1n-2n)$ [107]. Эти реакции приводят к одним и тем же продуктам испарения: ^{257}Db и ^{258}Db .

На основании полученных экспериментальных данных для изотопов с атомными номерами $82 \leq Z \leq 94$ можно утверждать, что средние значения относительных нейтронных ширин для компаунд-ядер в диапазоне энергий возбуждения от 60 до 100 МэВ (на первых нескольких каскадах испарения нейтронов) $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \geq 0,5$. Этим объясняется слабая зависимость сечений образования одного и того же нуклида от числа нейтронов, испарившихся в процессе девозбуждения компаунд-ядра (см. рис. 4).

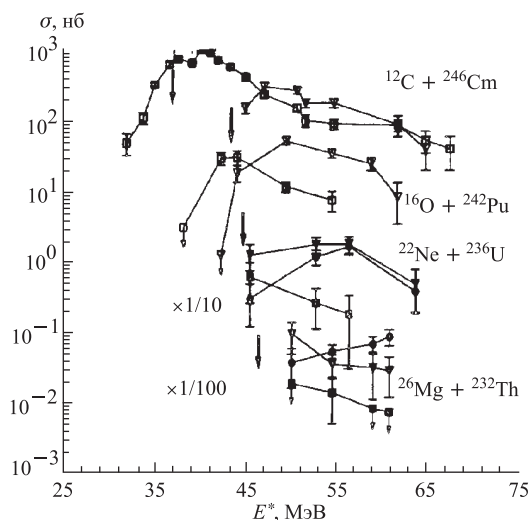


Рис. 16. Функции возбуждения для каналов испарения 4–6 нейтронов для реакций, приводящих к компаунд-ядру ^{258}No . Барьер слияния для реакций указан стрелками

На рис. 16 представлены данные других авторов по функциям возбуждения для каналов испарения 4 и 5 нейтронов для реакций, приводящих к компаунд-ядру ^{258}No : $^{12}\text{C} + ^{246}\text{Cm}$ [8] и $^{16}\text{O} + ^{242}\text{Pu}$ [106]. На рисунке по-

казаны барьеры слияния (Басса) [108] для исследуемых комбинаций налетающий ион–ядро мишени. Это сделано для того, чтобы обратить внимание на следующие обстоятельства. Во-первых, $4n$ -реакция является глубокоподбарьерной практически для всех комбинаций налетающий ион–ядро мишени. Разность между энергиями возбуждения на барьере Басса и порогами для $4n$ -реакции составляет порядка 20 МэВ. Во-вторых, для реакций с налетающими ионами ^{16}O , ^{22}Ne и ^{26}Mg энергии возбуждения для компаунд-ядра $^{258}\text{No}^*$ на барьере Басса увеличиваются при переходе от бомбардирующих ионов кислорода к магнию всего на 3 МэВ. В то же время при переходе от ^{16}O к ^{22}Ne и ^{26}Mg наблюдается уменьшение сечений образования, особенно для $4n$ -канала.

На рис. 17 приведены сечения образования изотопов $^{257,258}\text{Db}$, которые являются продуктами испарения пяти и шести нейтронов из компаунд-ядра ^{263}Db для реакций полного слияния ионов ^{27}Al с ^{236}U и ^{31}P с ^{232}Th .

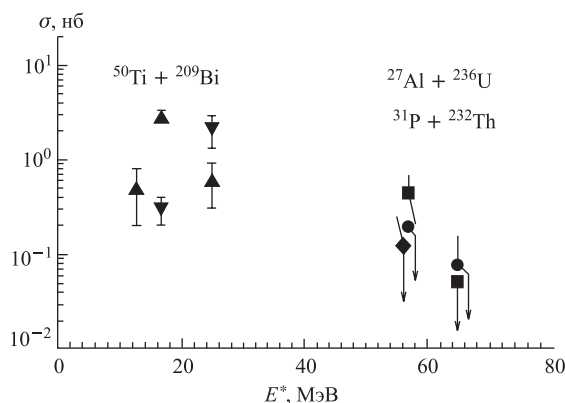


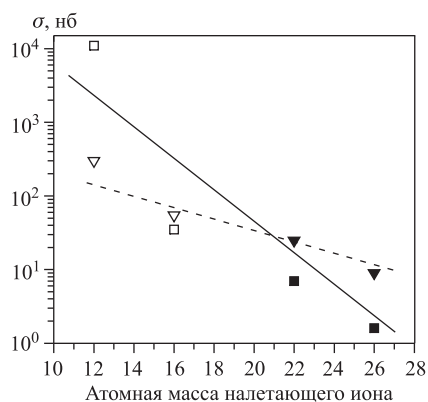
Рис. 17. Сравнение поперечных сечений образования ядер — продуктов испарения изотопов $^{257,258}\text{Db}$, образующихся в различных реакциях: ● — $^{27}\text{Al} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{257}\text{Db} + 6n$; ■ — $^{27}\text{Al} + ^{236}\text{U} \rightarrow ^{258}\text{Db} + 5n$; ◆ — $^{31}\text{P} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{258}\text{Db} + 5n$; ▲ — $^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{258}\text{Db} + 1n$; ▼ — $^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{257}\text{Db} + 2n$

Ошибки, указанные для экспериментальных точек, содержат вклады от статистических ошибок и неопределенностей в толщинах мишеней, интегральных потоков ионов и эффективности сепарации установки. Верхний предел по сечению соответствует регистрации единичного события.

На рис. 18 показано поведение сечений образования для $4n$ - и $5n$ -каналов реакций в зависимости от массы налетающего иона. Для $4n$ -канала все приведенные значения сечений соответствуют энергии возбуждения компаунд-ядра примерно 45 МэВ. Для $5n$ -каналов реакций представлены экспериментальные данные для максимумов сечений. Из рисунка видно, что поперечное сечение

реакций при переходе от ^{16}O к ^{26}Mg уменьшается в 6–10 раз для $4n$ -канала и только в 3–5 раз для $5n$ -канала. К сожалению, экспериментальные данные для канала с испарением шести нейтронов в реакциях с ионами ^{12}C и ^{16}O отсутствуют, и поэтому прямое сравнение сечений в этом случае выполнить нельзя. Тем не менее следует отметить, что максимальные значения сечений образования для $6n$ -канала, полученные в реакциях с ионами ^{22}Ne и ^{26}Mg , близки к величинам, соответствующим $5n$ -каналу. Исходя из этого можно предположить, что уменьшение сечений при переходе от бомбардирующих ионов кислорода к магнию для $6n$ -канала реакций будет таким же или даже меньшим, чем для $5n$ -канала.

Рис. 18. Поперечные сечения для каналов с испарением 4 (\square , \blacksquare) и 5 (∇ , \blacktriangledown) нейтронов для реакций, приводящих к образованию компаунд-ядра ^{258}No в зависимости от массы налетающей частицы. Темные символы — данные, полученные на сепараторе ВАСИЛИСА



В табл. 8 экспериментальные данные для максимальных значений сечений образования сравниваются с результатами двух теоретических расчетов [9, 10]. Обе методики расчетов основываются на статистической модели девозбуждения компаунд-ядра. В каждой методике модельные параметры определяются из лучшего согласия расчетов с большим набором экспериментальных данных по сечениям образования ядер с $Z \geq 98$. Этот набор экспериментальных данных включает в себя реакции полного слияния тяжелых ионов с ядрами мишеней от свинца до калифорния.

В модели [9] используется полуэмпирическая параметризация зависимости отношения $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ от Z и A компаунд-ядра, его энергии возбуждения и углового момента. Расчеты по этой модели хорошо совпадают с нашими экспериментальными данными для $6n$ -канала реакций, но дают завышенные значения по сравнению с данными для максимальных значений сечений для $4n$ - и $5n$ -каналов реакций. Согласие достигается только при уменьшении параметра диффузности в потенциале Вудса–Саксона, что соответствует повышению барьера слияния на 4–7 МэВ относительно барьера Басса.

В другом подходе для расчета сечений образования, основанном на компьютерном коде ALICE [10], используется только простая полуэмпириче-

Таблица 8. Сравнение экспериментальных и расчетных энергий возбуждения и поперечных сечений образования для максимумов функций возбуждения реакций, приводящих к образованию компаунд-ядра ^{258}No

Реакция	X_{arith} [14]	$4n$		$5n$		$6n$		Литера- тура
		E^* , МэВ	σ , нб	E^* , МэВ	σ , нб	E^* , МэВ	σ , нб	
$^{12}\text{C} + ^{246}\text{Cm}$	0,680	40	1100	48	300			[8]
		41	230	49	110	59	22	[9]
		40	145	48	80			[10]
$^{16}\text{O} + ^{242}\text{Pu}$	0,698	43	35	49	55			[106]
		46	110	50	78	59	15	[9]
		44	20	49	46	57	15	[10]
$^{22}\text{Ne} + ^{236}\text{U}$	0,721	45	7	50	25	57	15	[59]
		48	74	52	64	59	9,2	[9]
		45	11	48	35	58	11	[10]
$^{26}\text{Mg} + ^{232}\text{Th}$	0,735	45	6*	50	9	60	8	[59]
		49	42	52	46	60	8,2	[9]
		47	6	49	25	57	9	[10]

* Для реакции $^{232}\text{Th}(^{26}\text{Mg}, 4n)$ значение поперечного сечения при энергии возбуждения 45 МэВ получено экстраполяцией из значения при более высокой энергии возбуждения.

ская параметризация «эффективного» барьера деления для ядер в транс-урановой области. Результаты расчетов показывают хорошее согласие с данными для $6n$ -канала реакций и хорошо воспроизводят наблюдаемое в эксперименте уменьшение сечений для $4n$ - и $5n$ -каналов реакций при переходе от бомбардирующих ионов ^{16}O к ^{22}Ne и ^{26}Mg без увеличения барьера слияния.

Еще раз необходимо отметить, что для реакций с ионами ^{16}O , ^{22}Ne и ^{26}Mg каналы с испарением пяти и особенно четырех нейтронов являются подбарьерными. Поэтому даже небольшие изменения параметров барьера слияния, формы функции возбуждения и положения ее максимума могут сильно влиять на значение расчетного максимума сечения образования. В связи с этим мы склонны считать, что наши экспериментальные данные не подтверждают предположение о наличии эффекта типа «extra-extra push» для барьеров слияния исследованных реакций. Результаты расчетов по модели [10] кажутся нам физически более обоснованными.

На рис. 17 приведено сравнение измеренных сечений образования для изотопов ^{257}Db и ^{258}Db , полученных в реакциях $^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi}$, $^{27}\text{Al} + ^{236}\text{U}$ и $^{31}\text{P} + ^{232}\text{Th}$. Данные для реакции с мишенью висмута взяты из работы [107]. Экспериментальные данные для каналов с испарением $1n$, $2n$ и $5n$, $6n$ по-

лучены при энергиях возбуждения, близких к расчетным максимумам сечений образования изотопов Db для исследуемых реакций. При более низких энергиях возбуждения образование изотопа ^{259}Db в $0n$ - и $4n$ -испарительных каналах, соответственно, сильно подавлено кулоновским барьером. При больших энергиях возбуждения увеличение вероятности деления в обоих случаях уменьшает сечение образования, т.е. вероятность выживания ядра отдачи. Хотя энергия возбуждения компаунд-ядра ^{263}Db , образовавшегося в реакции с мишенью урана, примерно на 40 МэВ выше, чем энергия возбуждения компаунд-ядра ^{259}Db , образовавшегося в реакции с мишенью висмута, сечения образования одних и тех же ядер, испарительных остатков, различаются не более чем на один порядок величины при энергиях, близких к расчетным максимумам сечений. Необходимо дальнейшее, более детальное измерение функций возбуждения и продолжение сравнительного анализа данных, полученных в реакциях «горячего» и «холодного» слияния, но даже неполные предварительные результаты, полученные в нашей работе, позволяют оптимистически смотреть на использование сильно асимметричных реакций для синтеза трансфермиевых изотопов, особенно наиболее тяжелых, нейтронно-избыточных, получение которых в более симметричных реакциях представляется весьма проблематичным.

Полученные экспериментальные данные позволяют дать оценки отношения значений $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ на начальной стадии процесса девозбуждения компаунд-ядер ^{260}No . В работах [57, 70] были измерены сечения образования изотопа ^{252}No , получавшегося из компаунд-ядра ^{256}No в реакции $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 4n)$. Оценка для максимума сечения образования данного изотопа, полученная в этих экспериментах, составляет величину от 2 до 10 нб. Надо отметить, что $4n$ -реакция в этом случае не является подбарьерной. Величина сечения слияния в максимуме выхода изотопа ^{252}No для реакций с бомбардирующими ионами ^{48}Ca , ^{22}Ne и ^{26}Mg примерно одинакова и может быть оценена как 500–600 мб. В наших экспериментах по синтезу компаунд-ядра ^{258}No максимум сечения образования для $6n$ -канала реакции, приводящего к изотопу ^{252}No , составил 15 нб при использовании ионов ^{22}Ne и 8 нб — для ^{26}Mg . Таким образом, усредненная по двум первым каскадам девозбуждения компаунд-ядра ^{258}No величина отношения $\langle \Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \rangle$ может быть оценена и составляет 0,7–0,9. Нормировка экспериментальных сечений на приведенные длины волн в зависимости от налетающей частицы уменьшит величину $\langle \Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \rangle$ только на фактор 1,5–1,7, т.е. величина $\langle \Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \rangle$ приблизительно составит 0,5.

Из сравнения измеренных сечений образования изотопа ^{252}No в реакциях с испарением восьми нейтронов (мишень — ^{238}U) и шести нейтронов (мишень — ^{236}U) усредненная по двум первым каскадам девозбуждения компаунд-ядра ^{260}No величина отношения $\langle \Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \rangle$ составляет 0,3–0,4. На рис. 19 представлены величины $\langle \Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \rangle$ для компаунд-ядер с атомными

номерами $Z = 98, 100, 101$ и 102 , усредненные по первым двум каскадам девозбуждения. Оценка для величин $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ проводилась на основании экспериментально измеренных сечений образования ядер — продуктов испарения с использованием данных из работ [76] ($Z_{\text{CN}} = 98$), [77, 109, 110] ($Z_{\text{CN}} = 100$), [77, 111] ($Z_{\text{CN}} = 101$) и наших данных для No.

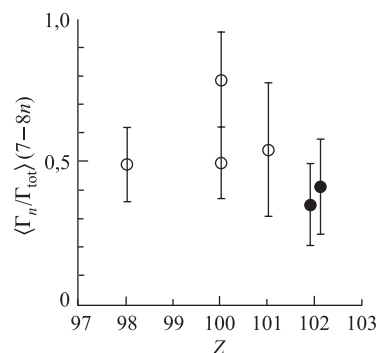


Рис. 19. Усредненные по первым каскадам девозбуждения ($E^* \approx 60\text{--}75$ МэВ) величины $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ для компаунд-ядер с атомными номерами $98 \leq Z \leq 102$. Темные символы — данные, полученные на сепараторе ВАСИЛИСА

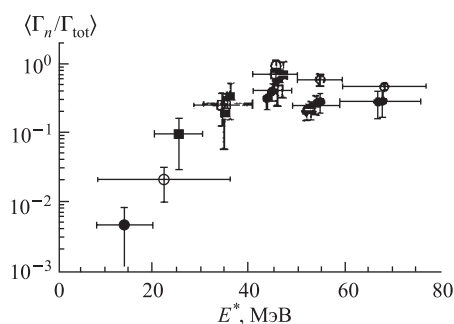


Рис. 20. Усредненные по первым каскадам девозбуждения величины $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ для компаунд-ядер с атомными номерами $Z = 98$ (светлые символы) и $Z = 102$ (темные символы)

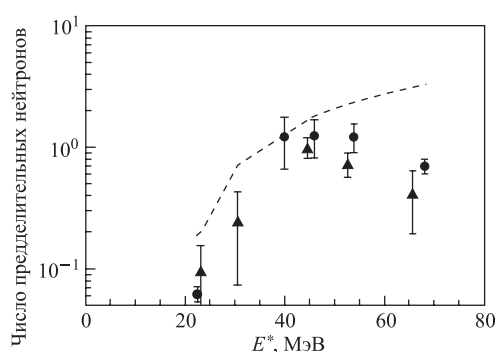
Величины $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ для ядер с атомными номерами $Z = 98$ и $Z = 102$ представлены на рис. 20 (см. также работы [59, 76]) в зависимости от энергии возбуждения E^* , они свидетельствуют о том факте, что при $E^* \geq 40$ МэВ вероятности деления и испарения нейтронов сравнимы.

Полученные результаты для величин $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ являются ключевыми с точки зрения динамики процесса деления возбужденного компаунд-ядра. Из средних значений $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$, соответствующих энергиям возбуждения 50–60 МэВ, можно определить среднее число председловых нейтронов, которое в данном случае равняется $\nu_{\text{pre-sad}} \approx 1,0\text{--}1,4$.

Использование величин $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$, соответствующих каскадам девозбуждения для компаунд-ядер $^{250}\text{Cf}^*$ и $^{260}\text{No}^*$, дает возможность извлечь значения $\nu_{\text{pre-sad}}$ в зависимости от энергии возбуждения (см. рис. 21). Полученные энергетические зависимости для величин $\nu_{\text{pre-sad}}$ сравниваются с зависимостями для предделительных нейтронов, полученных из систематик [103]. Анализируя рис. 21, можно сделать заключение, что процесс деления тяжелых ядер, возбужденных до энергий 65–70 МэВ, сопровождается испарением от 0,5 до 1,0 нейтрона на пути от уравновешенного состояния до седловой точки и испусканием от 2,0 до 2,5 нейтронов при спуске от седловой точки

до точки разрыва. Полученные результаты интересно сравнить с данными для высоковозбужденных компаунд-ядер Ra [43], для которых от 50 до 100 % преддельных нейтронов являются председловыми (см. рис. 12). В рамках динамической временной шкалы слияния–деления [112] $(35 \pm 15) \cdot 10^{-21}$ с) это означает, что в случае доактинидных ядер большинство нейтронов испускается во время движения ядра от уравновешенного состояния до седловой точки, тогда как в случае тяжелых трансактинидных ядер оценка для этого времени дает величину в несколько раз меньшую, около $10 \cdot 10^{-21}$ с.

Рис. 21. Значения $\nu_{\text{pre-sad}}$, извлеченные из величин $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$, соответствующих каскадам девозбуждения для компаунд-ядер $^{250}\text{Cf}^*$ (●) и $^{260}\text{No}^*$ (▲), приводящим к ЯО ^{242}Cf и ^{252}No соответственно. Штриховой линией обозначены значения для преддельных нейтронов, полученные из систематик [103]



Полученные результаты для величин $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ могут рассматриваться как указание на то, что высокая энергия возбуждения компаунд-ядер, образующихся в асимметричных реакциях полного слияния, не приводит к очень сильным ограничениям в процессе выживания тяжелых ядер — остатков испарения.

Подобные выводы, правда, на более качественном уровне, могут быть сделаны на основе сравнения экспериментальных данных для реакций $^{27}\text{Al} + ^{236}\text{U}$ и $^{50}\text{Tl} + ^{209}\text{Bi}$ (см. рис. 17). Для обеих реакций измерены сечения образования одних и тех же ядер — испарительных остатков, т. е. изотопов $^{257,258}\text{Db}$. Хотя энергия возбуждения компаунд-ядра ^{263}Db для реакций с мишенью ^{236}U примерно на 40 МэВ выше, чем энергия возбуждения компаунд-ядра ^{259}Db для реакций с мишенью ^{209}Bi , поперечные сечения для каналов с испарением нейтронов в реакциях «горячего» слияния всего на порядок величины меньше, чем для реакций «холодного» слияния. Такой, на первый взгляд, неожиданный результат обусловлен влиянием двух факторов. Во-первых, большими значениями для вероятности испарения нейтронов $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ при энергиях возбуждения $E^* \geq 20\text{--}40$ МэВ и, во-вторых, значительным увеличением динамических барьеров слияния для реакций «холодного» слияния в этой области ядер. Таким образом, есть все основания полагать, что реакции «горячего» слияния могут оказаться даже более перспективными

для синтеза и исследования свойств новых нуклидов с $Z \geq 106$, чем реакции «холодного» слияния (см., например, работу [10]).

3.4. Влияние оболочечных эффектов на вероятности слияния и выживания тяжелых ядер. Систематическое изучение сечений образования нейтронодефицитных изотопов с атомными номерами $90 \leq Z \leq 94$ имеет важное значение по нескольким причинам.

- Эти элементы находятся в переходной области от слабоделящихся ядер ($Z \leq 92$, $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \approx 0,9$) к сильноделящимся ядрам, имеющим жидкокапельную составляющую барьера деления, близкую к нулю ($Z \geq 100$, $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \leq 0,5$), что должно оказывать существенное влияние на поведение сечений образования.

- Экспериментальное измерение сечений образования данных изотопов важно для правильного понимания роли оболочечных эффектов для сильноделящихся возбужденных ядер при рассмотрении вопроса о вероятности выживания тяжелых и сверхтяжелых компаунд-ядер.

В случае нейтронодефицитных изотопов Th–U с $N \simeq 126$ оболочечная поправка к основному состоянию велика и практически равна (или больше) по величине жидкокапельному барьеру деления (см. рис. 10). Поэтому есть основания полагать, что сравнение экспериментальных величин сечений для xn -, pxn - и αxn -реакций с расчетными, полученными с использованием статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, позволит выявить роль оболочечных поправок и их влияние на вероятность деления возбужденного компаунд-ядра и, следовательно, на величину сечений образования испарительного продукта. Этот вопрос имеет принципиальное значение при вычислении сечений образования трансфермиевых нуклидов.

В работе [12] на основе анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов тория с $N \simeq 126$ в реакциях с тяжелыми ионами с различной асимметрией было высказано предположение, что оболочечные эффекты в плотности уровней исчезают с ростом энергии возбуждения значительно быстрее, чем это предсказывает Стандартная модель, и не влияют на величины сечений образования испарительных продуктов в реакциях «горячего» слияния. Для количественного учета этого эффекта было предложено уменьшить в расчетах «длину ослабления» оболочечных эффектов в плотности уровней с 18,5 до 6 МэВ. Такая интерпретация экспериментальных данных получила в дальнейшем широкое распространение несмотря на то, что она находилась в явном противоречии с экспериментальными данными, полученными для нуклидов вблизи линии стабильности, и разработанным на базе этих данных стандартным подходом к учету ослабления оболочечных эффектов в плотности уровней при увеличении энергии возбуждения [113].

На основе анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов Ac, Ra и Fr с $N \simeq 126$, полученных на сепараторе ВАСИЛИСА [114], было показано, что хорошее согласие расчета по статистической модели и экспе-

риментальных данных можно получить и при учете оболочечных эффектов по стандартной схеме, если при этом уменьшить величину жидкокапельного компонента барьера деления на 30%. Как показали последующие экспериментальные исследования [39, 84], уменьшение жидкокапельного компонента барьера деления на 30–40% по сравнению с предсказаниями моделей Коэна–Плазила–Святецкого или Сирка [86, 87] имеет универсальный характер и является обязательным условием правильного описания величин сечений образования для всех нейтронодефицитных изотопов в области ядер от Bi до U. При этом также было установлено, что средний уровень уменьшения жидкокапельных барьеров примерно одинаков для нуклидов как с заметной оболочечной поправкой, так и с нулевой (см. рис. 10).

Только в сравнительно узкой области ядер вблизи $Z \simeq 92$ и $122 \leq N \leq 128$ (так называемой «переходной области» ядер) для правильного описания величин сечений требуется дополнительное уменьшение барьеров деления на $\simeq 10\%$ от их нового среднего значения. Еще одной особенностью поведения сечений образования испарительных продуктов в этой области нуклидов являются аномально высокие отношения сечений $\sigma_{\alpha xn}/\sigma_{xn}$, не описывающиеся в рамках статистической модели девозбуждения [64].

Экспериментальные данные, полученные с использованием сепаратора ВАСИЛИСА (см. табл. 2), позволяют достаточно подробно проследить изменение сечений образования нуклидов в области Th–U в реакциях $^{20,22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$, $^{27}\text{Al} + ^{197}\text{Au}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{182}\text{W}$ при уменьшении числа нейтронов от 134 до 124. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными проводилось для трех типов каналов девозбуждения компаунд-ядра: xn , pxn и αxn , но основным являлся xn -канал. Прежде всего это связано с тем, что для данного канала наблюдается наиболее значительный диапазон изменения сечений, и поэтому этот набор данных более критичен к ошибкам в измерении сечений.

На рис. 22 приведена подборка экспериментальных данных для величин сечений образования нейтронодефицитных изотопов урана с ионами $A \leq 40$. Символами на рисунке представлены экспериментальные значения величин сечений образования ЯО в максимумах функций возбуждения, линиями — результаты расчетов по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, полученные с использованием кода HIVAR. Кривой 1 на рис. 22 показаны результаты расчетов в рамках стандартного подхода для учета оболочечных эффектов, описанного в предыдущем разделе. В этих расчетах применялся подгоночный коэффициент $C_f = 0,65$. Такое значение коэффициента C_f при жидкокапельном компоненте барьера деления является типичным для большинства ядер в области от Pb до U [39, 84]. Из рисунка следует, что хорошее согласие расчета и экспериментальных данных наблюдается только для изотопов с $130 \leq N \leq 134$. Расчетные значения сечений образования нейтронодефицитных изотопов $^{217-219}\text{U}$ с числами нейтронов, равными 125, 126

и 127, оказываются завышенными в 10–20 раз. Как показали дополнительные расчеты, для правильного описания сечений образования изотопов было бы необходимо уменьшить значение коэффициента C_f до величины 0,45 (кривая 3 на рис. 22). Однако, как видно из рисунка, в этом случае неправильно описываются сечения образования более тяжелых изотопов. Если величины оболочечных поправок в формуле для плотностей уровней и барьере деления

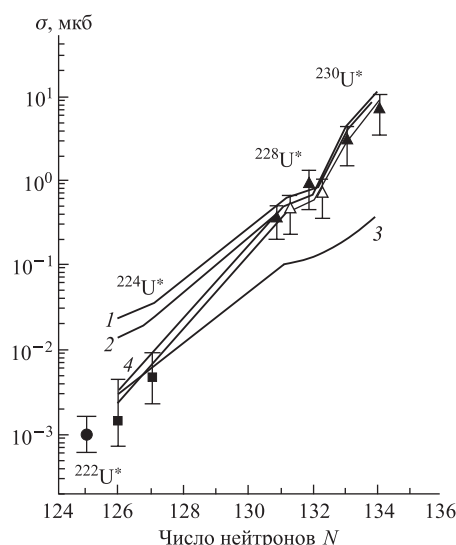


Рис. 22. Экспериментальные и расчетные значения сечений образования нейтронодефицитных изотопов урана в максимумах выходов для xn -каналов

метод уменьшения параметра D (см. п. 1.2) при вычислении плотности уровней в канале испарения частиц. Результаты таких расчетов с $D = 10,5$ МэВ (вместо 18,5 МэВ) и $C_f = 0,65$ показаны на рис. 22 кривой 4. Как видно, при таком наборе параметров удается одновременно описать сечения образования изотопов как со значительным вкладом оболочечных эффектов, так и практически с нулевым.

На рис. 23 приведена подборка экспериментальных данных для величин сечений образования нейтронодефицитных изотопов тория с ионами $A \geq 48$. Символами на рисунке показаны экспериментальные значения величин сечений образования ЯО в максимумах функций возбуждения, линиями — результаты расчетов по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, сделанные с использованием кода NIVAP. В расчетах применялись параметры $D = 10,5$ МэВ (вместо 18,5 МэВ) и $C_f = 0,6$. Как видно, при таком наборе

у всех нуклидов в испарительной цепочке одновременно уменьшить или увеличить на 30 %, то по абсолютной величине такое изменение соответствует варьированию оболочечной поправки на $\pm 0,8$ МэВ для конечных ядер в испарительном каскаде. Результат расчета для варианта с уменьшенным значением оболочечной поправки показан на рис. 22 кривой 2. Из рисунка видно, что даже такое, достаточно сильное, варьирование величины оболочечной поправки приводит к изменению величин расчетных сечений только на фактор 2–3 и не может быть использовано для объяснения малых значений величин сечений образования изотопов ^{217–219}U.

Хорошее согласие экспериментальных и расчетных величин сечений можно получить, если использовать предложенный в работе [12]

параметров также удается описать сечения образования нейтронодефицитных изотопов тория, за исключением изотопа ^{213}Th , образующегося в $3n$ -канале реакции $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$. В этом случае расчет переоценивает сечение образования изотопов практически на два порядка, но в этом основную роль играют, видимо, структурные эффекты ядер-реактантов во входном канале реакции.

Рис. 23. Экспериментальные и расчетные значения сечений образования в максимумах выходов для xn -каналов для ЯО тория. ∇ — $5n$ -канал для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{176}\text{Yb}$; \bullet — $4-6n$ -каналы для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{174}\text{Yb}$; \blacksquare — $4-7n$ -каналы для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$; \blacktriangle — $3n$ -канал для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$

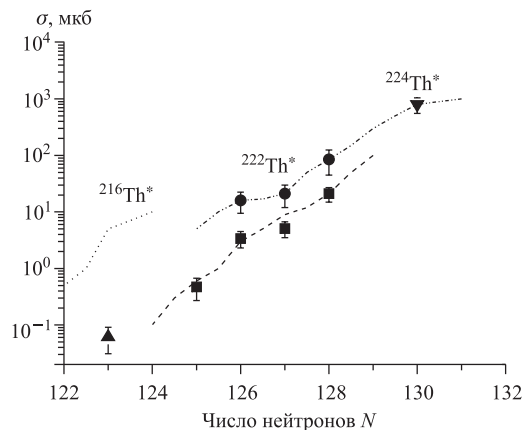
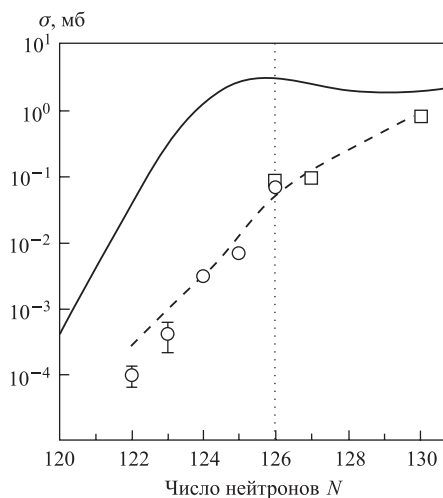


Рис. 24. Экспериментальные и расчетные значения сечений образования в максимумах выходов для xn -каналов для ЯО тория. \square — $4n$ -канал для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{176,173,172}\text{Yb}$; \circ — $4n$ -канал для реакций ^{40}Ar и различных изотопов Hf. Сплошной линией показан результат расчета с использованием стандартного набора параметров, штриховой — с использованием параметра $D = 6$ МэВ



На рис. 24 приведены сечения образования нейтронодефицитных изотопов тория, образывавшихся в каналах с испарением 4 нейтронов, из работ [12, 69]. С уменьшением числа нейтронов N данные демонстрируют уменьшение сечений, практически не зависящее от структурных эффектов, на несколько порядков величины. На рисунке показан результат расчета с использованием как стандартного набора параметров, так и $D = 6$ МэВ. Си-

туация наблюдается та же, что и на рис. 22 и 23. Влияние замкнутой оболочки $N = 126$ практически не проявляется, уменьшение параметра D означает, что оболочечные эффекты в плотности уровней перестают играть роль при неожиданно малых ($\approx 30\text{--}40$ МэВ) энергиях возбуждений, и, соответственно, влияние оболочечных эффектов на вероятности выживания сильновозбужденных компаунд-ядер не играет особой роли.

С другой стороны, сечения образования ультранейтронодефицитных изотопов тория с числом нейтронов $N = 122, 123$ составляет величину порядка $100\text{--}300$ нб [69], что сравнимо с сечением образования ^{213}Th в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$ (70 нб), т.е. особое влияние структурных эффектов во входном канале реакций в экспериментальных данных тоже не прослеживается.

Сравнение измеренных поперечных сечений образования ЯО с расчетными, полученными в рамках статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, может быть использовано как универсальный и чувствительный метод для определения барьеров деления ядер с атомными номерами $Z \geq 82$.

Анализ полученных экспериментальных данных в рамках статистической модели, приводящий к уменьшению параметров C_f (коэффициент при жидкокапельной составляющей барьера деления) и D («длина ослабления» оболочечных эффектов в плотности уровней), позволяет сделать следующие предварительные выводы.

- Жидкокапельная составляющая барьеров деления уменьшается с возрастанием нейтронного дефицита ядра значительно быстрее, чем предсказывается теорией [115, 116].

- Оболочечные эффекты при увеличении энергии возбуждения нейтронодефицитных ядер достаточно сильно «размываются» и не оказывают существенного влияния на сечения их образования [117, 118].

Большой объем данных для реакций полного слияния в комбинациях налетающий ион–ядро мишени, близких к симметричным ($A_{\text{ion}}/A_{\text{targ}} \sim 1,0$), приведен и проанализирован в работах [119, 120]. В подобных комбинациях образуются достаточно «холодные» компаунд-ядра. Наиболее значимой характеристикой таких систем является значительный дефицит в вероятности слияния над предполагаемым потенциальным барьером. Такое ограничение на слияние объясняется динамической эволюцией составной системы, которая испытывает мгновенное разделение (квазиделение). Экспериментальные данные показывают, что ограничения на слияние сильно зависят от ядерной структуры партнеров по реакции — реактантов [119, 120].

Существенное влияние на уменьшение сечения слияния в близких к симметричным комбинациях налетающий ион–ядро мишени (параметр асимметрии $A_{\text{ion}}/A_{\text{targ}} \sim 1,0$) оказывает появление динамических запретов на слияние. Для близких к симметричным комбинаций взаимодействующих ядер

были обнаружены существенные пороговые ограничения (запреты) на слияние, приводящие к необходимости приложения дополнительной кинетической энергии налетающего иона («extra-extra push energy») для осуществления полного слияния взаимодействующих ядер с образованием моноядра [11, 121]. Экспериментально измеренные сдвиги барьеров слияния относительно барьера Басса [108, 122] для тяжелых симметричных систем в зависимости от усредненного масштабного (эффективного) параметра делимости X_{arith} , отражающего влияние на процесс слияния как входных, так и выходных каналов реакций, представлены на рис. 25, взятом из работы [6]. Данные получены из экспериментов по определению барьеров слияния в реакциях с бомбардирующими ионами с $A \geq 80$ [12, 13]. Переменная X_{arith} рассчитывается по методу, предложенному в работе [14]:

$$X_{arith} = \frac{1}{3}x_e + \frac{2}{3}x. \quad (5)$$

В этом выражении x_e — эффективная делимость (делимость во входном канале), которая является характеристикой бинарной системы и определяется начальными зарядовыми и массовыми числами Z_{targ} , A_{targ} , Z_{ion} , A_{ion} по следующему алгоритму:

$$x_e = \frac{(Z^2/A)_e}{(Z^2/A)_{crit}}, \quad (6)$$

где

$$(Z^2/A)_e = \frac{4Z_{targ}Z_{ion}}{A_{targ}^{1/3}A_{ion}^{1/3}(A_{targ}^{1/3} + A_{ion}^{1/3})}, \quad (7)$$

x — делимость компаунд-ядра:

$$x = \frac{(Z^2/A)}{(Z^2/A)_{crit}}. \quad (8)$$

Выражение $(Z^2/A)_{crit}$ пропорционально отношению коэффициента ядерного поверхностного натяжения к ядерной зарядовой плотности и имеет следующее численное выражение:

$$(Z^2/A)_{crit} = 50,883(1 - 1,7826I^2), \quad (9)$$

где $I = (A - 2Z)/A$ — относительный нейтронный избыток.

Сплошной кривой на рис. 25 показаны результаты теоретических расчетов [14] избытка энергии («extra-extra push»), требуемого для образования компаунд-ядра, т. е. для того, чтобы направить двойную ядерную систему по пути полного слияния в делительной седловой точке. Экспериментальные данные, относящиеся к изотопическим цепочкам ядер мишеней, для наглядности соединены прямыми линиями. Как видно из рисунка, результаты исследований порогов слияния для комбинаций с использованием ионов тяжелее ^{86}Kr [12, 13] качественно воспроизводятся в рамках предложенных

макроскопических моделей [14, 15]. Вместе с тем следует отметить, что данные, относящиеся к образованию тяжелых элементов в реакциях «холодного» слияния с Pb- и Bi-мишенями, количественно не согласуются с остальными экспериментальными точками и предсказаниями модели. Для примера наблюдающегося расхождения на рисунке приведены данные для реакции $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258}\text{Rf}^*$, обозначенные как «as». Возможно, это означает, что эффективный параметр делимости, определенный выше, имеет ограниченное применение, либо это означает, что имеют место сильные эффекты в слиянии двух сложных ядер, связанные с ядерной структурой.

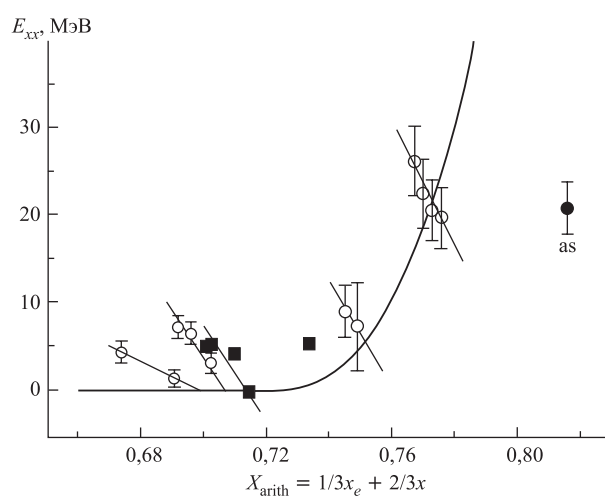


Рис. 25. Избыток энергии E_{ex} , необходимый как для слияния почти симметричных систем, так и для реакции $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ [12, 13]. Изотопные серии мишеней соединены прямыми линиями. Сплошная кривая соответствует расчету [14]

Образование ядер отдачи рассматривается как неопровержимое доказательство того, что произошло полное слияние налетающего иона и ядра мишени. ЯО после полного слияния массивных систем детектируются в фокальной плоскости сепаратора, определяются поперечные сечения образования, может быть определена вероятность слияния при центральных столкновениях [12, 119]. Было показано, что усредненные барьеры слияния для близких к симметричным систем, таких как $\text{Kr} + \text{Sb}$, $\text{Sn} + \text{Zr}$, $\text{Mo} + \text{Zr}$, Mo , Ru , Pd , значительно выше, чем потенциальные барьеры, рассчитанные на основе систематик [108]. Как уже упоминалось выше, различные модели, учитывающие «extra push», на первый взгляд, количественно подтверждали эти данные. Однако отклонения, наблюдавшиеся для барьеров слияния и связанные с изотопным составом ядер-реактантов, предполагают существенное влияние

ядерной структуры взаимодействующих ядер на процесс слияния. Подобные эффекты не учитывались в моделях, в которых рассматривались только макроскопические аспекты. Данные работ [12, 119] показывают, что необходимость привлечения дополнительной энергии для образования компаунд-ядра сопровождается сильными флуктуациями величины барьера слияния. Обнаружено, что величина барьера слияния увеличивается с ростом x_e -делимости во входном канале или произведения зарядов ядер во входном канале. Было определено, что величины флуктуаций барьеров слияния коррелируют, в среднем, с величинами «extra push», хотя наблюдается достаточное число отклонений от этой зависимости. Во всех случаях из анализа экспериментальных данных следовало наличие влияния ядерной структуры как на величины «extra push», так и на величины флуктуаций барьеров деления [119].

Возможно, наиболее выдающийся эффект ядерной структуры наблюдается в реакциях, в которых участвуют ядра с замкнутыми нейтронными и/или протонными оболочками. Влияние дважды магического ядра ^{48}Ca , участвующего в реакциях полного слияния, на поперечное сечение образования ЯО (см. рис. 7) выражается в увеличении значений примерно на один порядок величины. Та же тенденция наблюдается при анализе различных реакций, приводящих к компаунд-ядру ^{220}Th [12]. Так же ярко выражено влияние замкнутых нейтронных оболочек в ядрах-реактантах, например, для реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ [123] наблюдается нулевое значение «extra push» при минимальных флуктуациях барьера слияния по сравнению с похожими комбинациями, в которых, однако, участвуют ядра, не имеющие замкнутых нейтронных оболочек.

Сравнение функций возбуждения и сечений образования ЯО, измеренных для реакций с различной масс-асимметрией, но приводящих к одному и тому же компаунд-ядру, позволяет определить влияние на вероятность слияния нейтронного избытка как в налетающих ионах, так и в ядрах мишеней, а также наличие или отсутствие оболочечных эффектов в налетающих ионах и ядрах мишеней. Наиболее ярко эти эффекты видны в экспериментах, проведенных на сепараторе ВАСИЛИСА, по изучению реакций $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb}$ и $^{44}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, приводящих к одному и тому же компаунд-ядру ^{252}No [57].

На рис. 26 приведены экспериментально измеренные сечения образования ЯО для каналов с испарением двух и трех нейтронов для обеих вышеупомянутых реакций вместе с расчетными функциями возбуждения, выполненными с использованием компьютерного кода HIVAP [82]. Стрелками показаны барьеры слияния [108]. Барьер слияния для реакции с ионами ^{48}Ca на 2,3 МэВ выше, чем в случае бомбардирующих ионов ^{44}Ca , но энергия возбуждения на барьере слияния на 7,5 МэВ ниже, что обуславливает доминирующее положение канала с испарением двух нейтронов для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb}$ и общее значение сечений образования, на порядок величины превышающее сечения образования в случае реакции $^{44}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$.

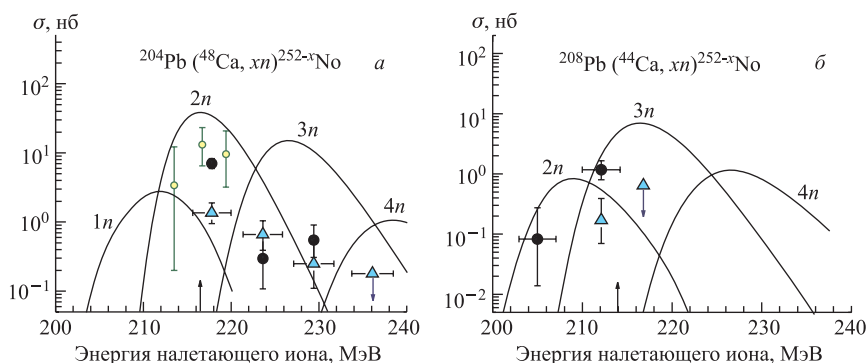


Рис. 26. Экспериментальные сечения образования ЯО для реакций полного слияния $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb}$ (а) и $^{44}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ (б), приводящих к одному и тому же компаунд-ядру ^{252}No . ● — $2n$ -канал; △ — $3n$ -канал; ○ — данные для $2n$ -канала из работы [70]. Сплошными линиями представлены расчеты функций возбуждения с использованием компьютерного кода NIVAP [82], стрелками указаны барьеры слияния [108]

Важным моментом также является изучение сечений образования ЯО при переходе от сферических ядер к деформированным. На рис. 7, а представлены зависимости сечений образования при слиянии сферического ядра ^{48}Ca с мишенями от сильнодеформированного ядра Yb до сферического Pb и далее до деформированных ядер U, Pu и Cm. В последнее время феномен достаточно высоких сечений образования ядер элементов 112–116 в реакциях ^{48}Ca и трансактинидных мишеней объясняется наличием большой деформации в ядрах мишеней и, соответственно, выделенных каналов, облегчающих слияние [124].

В последнее время обсуждается еще один путь синтеза тяжелых ядер — слияние статистически деформированных ядер [125, 126] и связанные со слиянием массивных ядер динамические ограничения. В этом случае есть определенная вероятность того, что деформированные ядра мишени и налетающей частицы столкнутся друг с другом в момент, когда их оси симметрии будут перпендикулярны. Так как в момент соприкосновения такая конфигурация будет компактной, динамический процесс слияния, начинающийся с такой конфигурации, может привести к образованию компаунд-ядра с большей вероятностью, чем при других конфигурациях.

Влияние ядерной деформации на процесс слияния вначале экспериментально исследовалось с использованием легких пучков и деформированных ядер мишени, таких как ^{154}Sm [127, 128]. Высота барьера слияния для таких конфигураций зависит от угла столкновения ядер, таким образом, барьер имеет более широкое распределение, чем в случае кулоновского барьера для

сферических ядер. Это приводит к значительному увеличению сечения слияния в области ниже сферического кулоновского барьера по сравнению с расчетами по модели, рассматривающей проницаемость одномерного барьера и предполагающей сферическую форму ядер. Эта модель основана на предположении, что сталкивающиеся ядра смогут слиться, когда они преодолеют или проникнут через барьер слияния. С другой стороны, в реакциях для тяжелых систем налетающий ион-ядро мишени, приводящих к тяжелым и сильноделящимся составным ядрам, только преодоления барьера слияния недостаточно для образования компаунд-ядра. Система должна преодолеть седловую точку компаунд-ядра, которая расположена внутри барьера слияния в случае тяжелых ядер мишени и пучка. Для преодоления седловой точки системе требуется дополнительная энергия, так называемая энергия «extra-extra push» E_{xx} . Если двойная ядерная система не может преодолеть седловую точку, она разваливается после значительной передачи нуклонов от одного партнера к другому и существенных потерь энергии, так называемый процесс «квазиделения». E_{xx} возрастает достаточно быстро с увеличением эффективного параметра делимости (см. рис. 25) в области значений $X_{arith} \geq 0,75$. Расстояние между положением барьера слияния и «истинной» седловой точкой увеличивается с увеличением массы взаимодействующих ядер. В случае реакции, когда у ядра мишени «вытянутая» деформация, а налетающая частица имеет сферическую конфигурацию, расстояние между центрами двух ядер при соприкосновении будет зависеть от угла столкновения по отношению к осям симметрии ядра мишени. Тогда E_{xx} может быть больше при столкновении ядер «носиками», чем при столкновении «боками». Эти предположения нашли экспериментальное подтверждение в работах [129, 130]. В этих работах было определено, что при столкновении ядер «носиками» в реакциях $^{60}\text{Ni} + ^{154}\text{Sm}$ и $^{76}\text{Ge} + ^{150}\text{Nd}$ $E_{xx} \approx 20$ и 13 МэВ соответственно, при столкновении «боками» $E_{xx} \approx 0$ МэВ в обоих случаях. Одним из результатов экспериментов является вывод, что при энергиях налетающих ионов ниже расчетного барьера слияния преобладают столкновения «носиками», обуславливающие необходимость дополнительной энергии E_{xx} и связанное с этим феноменом ограничение на слияние. При энергиях выше номинального барьера слияния преобладают столкновения «боками», необходимости в E_{xx} нет.

В предыдущем разделе обсуждался эффект, приводящий к тому, что большие величины сечений образования наблюдаются при возрастании изо-спина T_z бомбардирующего иона (см. рис. 6). В основном, при рассмотрении этого вопроса применялись экспериментальные данные, полученные на сепараторе ВАСИЛИСА, а также на SHIP и ГНС с использованием стабильных изотопов бомбардирующих ионов. В последнее время появились первые экспериментальные данные для поперечных сечений образования ЯО, полученные с использованием нейтроноизбыточных радиоактивных бомбардирующих

ионов. Эти работы [131, 132] подтверждают тенденцию, обнаруженную при использовании стабильных изотопов.

Наши экспериментальные данные, полученные для реакций полного слияния $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe}$ [41], подтверждают влияние структуры ядер-реактантов на сечения образования ЯО. В этих реакциях исследовалось влияние замкнутых нейтронных оболочек в ядрах-реактантах для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ ($N = 50$ и $N = 82$) и в компаунд-ядре для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$ ($N = 126$).

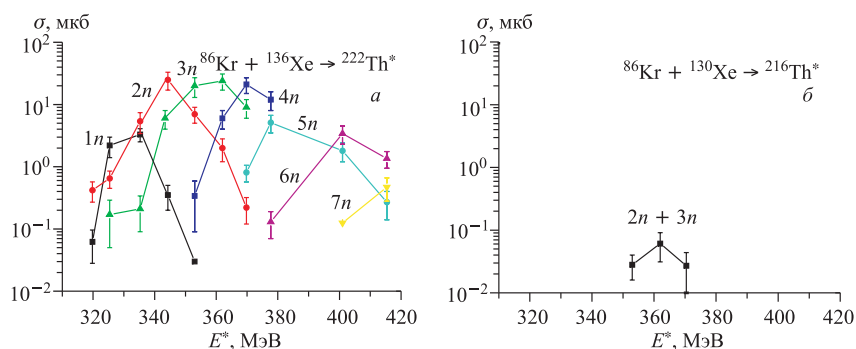


Рис. 27. Функции возбуждения для ЯО, образующихся в канале с испарением нейтронов, для реакций $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe} \rightarrow ^{216,222}\text{Th}$

Если для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ не наблюдалось ограничений на слияние, то в случае реакции $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$ сечения образования ЯО были примерно в 500 раз меньше, чем в предыдущем варианте (см. рис. 27). Такой же эффект наблюдался в реакциях $^{82}\text{Se} + ^{134}\text{Ba} \rightarrow ^{216}\text{Th}^*$ и $^{82}\text{Se} + ^{138}\text{Ba} \rightarrow ^{220}\text{Th}^*$ [133]. В случае мишени ^{138}Ba (замкнутая нейтронная оболочка $N = 82$) сечение xn -каналов примерно в 60 раз выше ($3n$ -канал в максимуме имеет сечение около 50 мкб), чем для реакции с мишенью ^{134}Ba ($2n + 3n$ -каналы в максимуме имеют сечение около 0,88 мкб).

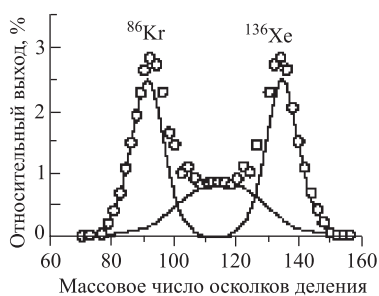


Рис. 28. Массовое распределение осколков деления, имеющих полную энергию ТКЕ ≥ 196 МэВ, компаунд-ядра ^{224}Th , образованного в реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ ($E^* = 23$ МэВ)

Система $^{82}\text{Se} + ^{138}\text{Ba}$ имеет примерно тот же параметр делимости $X_{\text{arith}} = 0,76$, что и система $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ ($X_{\text{arith}} = 0,75$), приводящая к тому

же компаунд-ядру ^{220}Th . Но сечение образования ЯО на барьере Басса для второй комбинации примерно в 100 раз меньше, чем для $^{82}\text{Se} + ^{138}\text{Ba}$ (энергия возбуждения E^* на барьере Басса составляет величину 38 и 26 МэВ соответственно). Следует отметить, что система $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{220}\text{Th}^*$ ($Z_{\text{ион}} = 50$, $X_{\text{arith}} = 0,77$, E^* на барьере Басса равна 27 МэВ) имеет максимум сечения в 6 раз меньше (примерно 8 мкб для $3n$ -канала).

С другой стороны, ядра ^{86}Kr и ^{136}Xe наиболее близки по массе к осколкам деления ядра ^{222}Th , имеющим максимальные величины в массовых распределениях около 86 и 136 (см. рис. 28) [134]. В последнее время идея использования для образования компаунд-ядер реакций слияния, в которых участвуют ядра, имеющие массы, близкие к осколкам деления этого ядра, получила широкое распространение [135]. Первые эксперименты показали, что реакции слияния, в которых участвуют ядра-реактанты, подобные осколкам деления, имеют значительно большие сечения. В частности, одним из объяснений того, что в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$ сечения образования намного меньше, чем в случае ядер мишени ^{136}Xe , может быть тот факт, что ядро ^{216}Th , которое является для этой реакции компаунд-ядром, при делении не имеет близкого к симметричному распределения осколков, т. е. ^{86}Kr и ^{130}Xe . Следует отметить, что реакция ^{86}Kr и ^{136}Xe имеет большие сечения образования, чем другие комбинации ядро мишени-налетающий ион, приводящие к тому же компаунд-ядру ^{222}Th (см. рис. 29).

В связи с этим дальнейшие эксперименты с использованием ядер-реактантов, близких по структуре к предполагаемым осколкам деления ядра, которое будет синтезировано в реакции полного слияния, представляют большой интерес, планируется их проведение.

Сравнение экспериментальных данных с расчетами для реакций $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe}$ с использованием кода NIVAP привело к интересным ре-

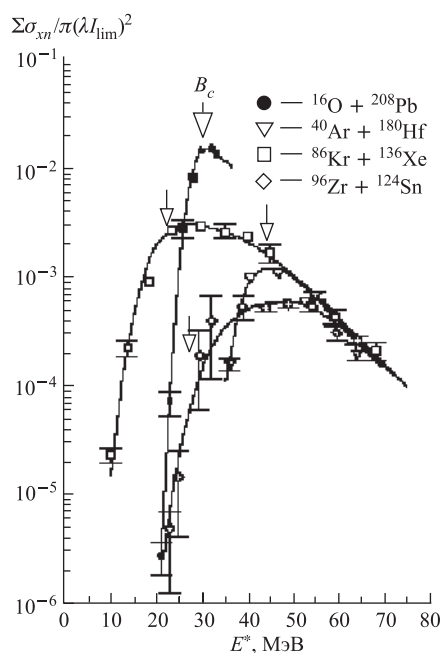


Рис. 29. Полные сечения образования ядер отдачи для различных реакций полного слияния, приводящих к компаунд-ядрам $^{220-224}\text{Th}$. Светлыми символами показаны экспериментальные данные для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$

зультатам. Расчеты хорошо совпали с данными для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$. В расчетах использовались параметры $C_f = 0,6$ и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1$, полученные при обработке большого массива экспериментальных данных для сечений образования ЯО в реакциях с налетающими ионами ^{16}O , ^{40}Ar и ^{48}Ca , приводящих к компаунд-ядрам Th [40,41]. Но с использованием этого набора параметров получается сильная (почти на 2 порядка) переоценка сечений для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$. Разумного объяснения этого эффекта пока не найдено, в будущем планируется набрать больше экспериментальных данных, в частности, с использованием реакций $^{86}\text{Kr} + ^{132,134}\text{Xe}$.

Большой интерес представляет использование тяжелых изотопов Xe (в основном ^{136}Xe) в качестве бомбардирующего иона. Интенсивность пучка ^{136}Xe на ускорителе У-400 ЛЯР ОИЯИ составляет $(1,2-2) \cdot 10^{12}$ част./с. Эксперименты по измерению сечений образования изотопов Hs в реакции $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ сейчас находятся в стадии подготовки в ЛЯР ОИЯИ.

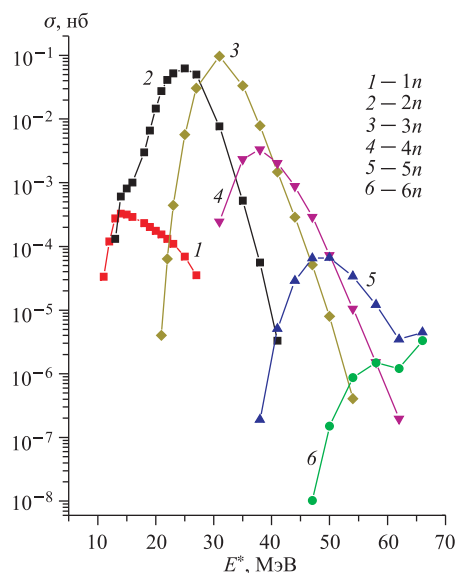


Рис. 30. Расчетные функции возбуждения для ЯО, образующихся в каналах с испарением нейтронов, для реакции $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{272}\text{Hs}$

сечение 4 нб для 4n-канала (см. табл.2)). Попытка изучения реакции $^{136}\text{Xe} + ^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{260}\text{Rf}^*$ предпринималась на установке SHIP, был получен предел по сечению для 1n-, 2n-каналов около 1 нб из-за высокого фона от рассеянных ионов пучка. Для сравнения, в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{242}\text{Pu} \rightarrow ^{264}\text{Rf}^*$ измеренные сечения для 4n- и 5n-каналов составляют примерно 1 и 2 нб со-

Будет принципиально важным сравнить полученные данные для ядер ^{136}Xe , имеющих замкнутую нейтронную оболочку, $N = 82$, с реакцией $^{26}\text{Mg} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{274}\text{Hs}^*$ [136] (деформированные ядра, асимметричная комбинация), имеющей сечение образования ЯО около 6 пб для 5n-канала и 3 пб для 4n-канала, и реакцией $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{266}\text{Hs}^*$ (дважды магическое ядро ^{208}Pb), имеющей сечение около 70 пб (см. табл. 1). Расчеты с использованием кода HVAR и различных наборов параметров дают для реакции $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ оценки сечения образования ЯО в каналах от 1n до 3n от 20 до 140 пб (см. рис. 30).

Представляет интерес изучение реакции $^{136}\text{Xe} + ^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{232}\text{Pu}^*$, для которой предсказываются сечения на уровне 1 нб, и ее сравнение с реакцией $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{232}\text{Pu}^*$ (се-

ответственно (см. табл. 1). Реакция $^{136}\text{Xe} + ^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{258}\text{Rf}^*$ приводит к тому же самому компаунд-ядру, что и реакция $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258}\text{Rf}^*$, в которой для $1n$ -, $2n$ -, $3n$ -каналов были зарегистрированы сечения 10, 12 и 1 нб соответственно (см. табл. 1).

Экспериментально роль входного канала детально изучалась для более легких компаунд-систем типа Th [12, 40, 41, 69, 133, 137]. При использовании близких к симметричным систем, приводящих к компаунд-ядрам от Po до U, было экспериментально обнаружено [138], что сечения образования ЯО значительно меньше, чем при использовании асимметричных комбинаций во входном канале. Как показали эксперименты, проведенные на сепараторе ВАСИЛИСА [36], это наблюдение верно в области энергий налетающих ионов вблизи барьера слияния. При энергиях возбуждения компаунд-ядер, превышающих барьер слияния на десятки МэВ ($E^* \geq 40\text{--}50$ МэВ), различие в сечениях образования практически исчезает, величина сечения определяется в основном характеристиками конечного ядра, образующегося после девозбуждения компаунд-ядра посредством испарения легких частиц (см. рис. 4).

На рис. 31 представлены экспериментальные данные для максимальных величин сечений образования изотопов полония в реакциях $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu}$ и $^{100}\text{Mo} + ^{92\text{--}100}\text{Mo}$, формирующихся после испарения различного числа нейтронов. К примеру, изотоп ^{194}Po образуется примерно с одним и тем же сечением после испускания из компаунд-ядра 8 нейтронов в случае реакции $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu}$, 6 нейтронов — в случае реакции $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и 4 нейтронов — в случае реакции $^{100}\text{Mo} + ^{98}\text{Mo}$. При энергиях возбуждения $E^* \leq 40$ МэВ (испускание от 1 до 4 нейтронов) сечения асимметричной и симметричных комбинаций сильно различаются.

Для более тяжелых систем, например $^{246}\text{Fm}^*$, уменьшение асимметрии от реакции $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$ ($A_{\text{ион}}/A_{\text{тарг}} = 0,194$) к реакции $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$

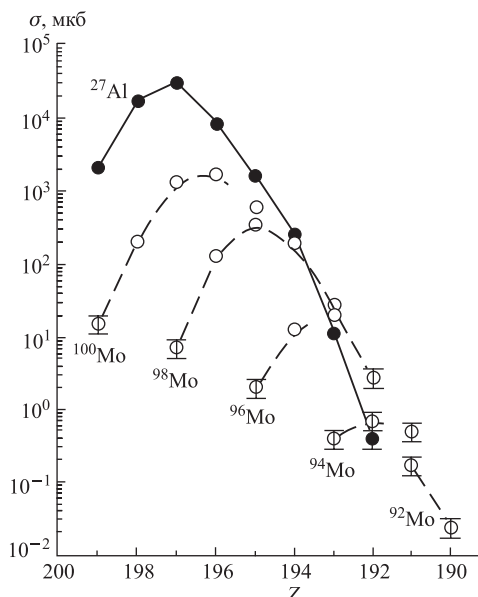


Рис. 31. Максимальные величины сечений образования изотопов полония в реакциях $^{27}\text{Al} + ^{175}\text{Lu}$ (●) и $^{100}\text{Mo} + ^{92\text{--}100}\text{Mo}$ (○)

($A_{\text{ion}}/A_{\text{targ}} = 0,447$), приводящих к одному и тому же компаунд-ядру, ведет к уменьшению сечения образования в $2n$ -канале в 2 раза, от 3,5 нб до 1,6 нб [139]. Для более симметричных систем, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$ и $^{136}\text{Xe} + ^{110}\text{Pd}$, был определен только верхний предел по сечению, равный 0,2 нб. В принципе, влияние замкнутой оболочки $Z = 82$ в ядре мишени ^{206}Pb должно было быть скомпенсировано влиянием нейтронных оболочек $N = 50$ и 82 в налетающих ионах Kr и Xe соответственно, но, видимо, влияние ограничений на слияние для симметричных систем имеет в этом случае более значительный вклад.

В некоторых последних теоретических работах (см., например, [140–142]) подчеркивается, что σ_{ER} действительно уменьшается для близких к симметричным систем, приводящих к компаунд-ядрам с $Z = 104$ –108, но фактор уменьшения становится менее значительным для систем с большим Z , особенно если формируются более нейтроноизбыточные системы (с большим значением изоспина T_z) и используются партнеры с замкнутыми оболочками. Но предсказания для сечений образований сильно различаются, что с неизбежностью подчеркивает необходимость получения новых экспериментальных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Образование трансфермиевых ядер, как уже упоминалось выше, происходит с использованием двух типов реакций полного слияния с тяжелыми ионами: «холодного» слияния и «горячего» слияния. В обоих случаях увеличение поперечных сечений образования ЯО σ_{ER} определяется достаточно хорошо изученными в эксперименте факторами, приводящими к увеличению сечения полного слияния σ_{CN} и/или вероятности выживания (конкуренция между испусканием нейтронов и делением в процессе девозбуждения) компаунд-ядра:

- большая массовая (или зарядовая) асимметрия во входном канале увеличивает сечение слияния;
- нейтронный избыток (увеличение изоспина T_z) в компаунд-ядре увеличивает вероятность выживания и, возможно, вероятность слияния, что может быть обусловлено большими T_z в налетающих ионах и ядрах мишени;
- замкнутые оболочки в налетающих ионах и/или ядрах мишени увеличивают вероятность слияния.

Деформация ядер-реактантов оказывает существенное влияние на сечение слияния, особенно в подбарьерной области. При энергиях выше барьера слияния особых отличий в сечениях слияния для различных систем не наблюдается, тогда как при энергиях ниже этого барьера при слиянии деформированных ядер наблюдаются существенные ограничения на слияние, связанные

с тем, что при столкновении ядер «носиками» эволюция двойной ядерной системы ведет к квазиделению, а не слиянию. Следует отметить, что обсуждавшийся ранее эффект «extra-extra push» имеет вполне разумное объяснение при рассмотрении процесса слияния деформированных ядер. Этим же объясняется отсутствие эффекта при слиянии сферических ядер (см. рис. 25).

В последнее время обсуждается возможность образования компаунд-ядра в реакции слияния двух ядер, которые близки по массе и ядерной структуре к осколкам деления [135]. Исследование систем типа $^{86}\text{Kr}(^{136}\text{Xe}, xn)^{222-xn}\text{Th}$, $^{136}\text{Xe}(^{124}\text{Sn}, xn)^{260-xn}\text{Rf}$, $^{136}\text{Xe}(^{136}\text{Xe}, xn)^{272-xn}\text{Hs}$ позволит ответить на вопрос об эффективности этого метода [135].

Для изучения закономерностей образования и выживания возбужденных компаунд-ядер использование нейтроноизбыточных радиоактивных пучков имеет хорошие перспективы несмотря на невысокие, порядка 10^6 – 10^7 с $^{-1}$, интенсивности, имеющиеся к настоящему моменту. Один из реализуемых сейчас проектов в ГАНИЛ, Франция, — SPIRAL2 имеет расчетную интенсивность экзотических пучков $^{88-93}\text{Kr}$ и $^{137-141}\text{Xe}$ на уровне 10^{10} част./с. Если предварительные эксперименты со стабильными пучками ^{86}Kr и ^{136}Xe покажут перспективность такого рода реакций, близких к симметричным, тогда вопрос синтеза трансфермиевых изотопов с использованием радиоактивных пучков будет иметь практический интерес [124].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 05-02-16198.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Seaborg G. T.* Man Made Transuranium Elements. N. Y.: Prentice Hall Inc., Englewood Cliffs, 1963.
2. *Flerov G. N., Ter-Akopian G. M.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1987. V. 19. P. 197–239.
3. *Seaborg G. T., Loveland W. D.* // Treatise on Heavy Ion Science. V. 4: Extreme Nuclear States / Ed. by D. A. Bromley. N. Y., 1985. P. 255–330.
4. *Oganessian Yu. Ts.* // Lect. Notes Phys. 1974. V. 33. P. 221–252.
5. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 239. P. 353–364.
6. *Münzenberg G.* // Rep. Prog. Phys. 1988. V. 51. P. 57–104.
7. *Hofmann S.* // Rep. Prog. Phys. 1998. V. 61. P. 639–689.
8. *Sikkeland T., Ghiorso A., Nurmi M. J.* // Phys. Rev. 1968. V. 172. P. 1232–1238.
9. *Ильинов А. С., Оганесян Ю. Ц., Черепанов Е. А.* // ЯФ. 1982. Т. 36, вып. 1. С. 118–129.
10. *Muzychka Yu. A., Pustynnik B. I.* // JINR Rapid Commun. 1991. No. 4[61]. P. 54–59.
11. *Swiatecki W. J.* // Nucl. Phys. A. 1982. V. 376. P. 275–291.
12. *Sahn C.-C. et al.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 441. P. 316–343.
13. *Reisdorf W. et al.* // Ibid. V. 444. P. 154–188.

14. *Blocki J. P., Feldmeier H., Swiatecki W. J.* // Nucl. Phys. A. 1986. V. 459. P. 145–172.
15. *Fröbrich P.* // Phys. Lett. B. 1988. V. 215. P. 36–40.
16. *Strutinsky V. M.* // Nucl. Phys. 1967. V. 95. P. 420–442.
17. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* // Nucl. Phys. 1966. V. 81. P. 1–60.
18. *Meldner H.* // Ark. Fyz. 1967. V. 36. P. 593–598.
19. *Mosel U., Greiner W.* // Z. Phys. A. 1969. Bd. 222. S. 261–282.
20. *Sobiczewski A.* // Part. Nucl. 1994. V. 25. P. 295–311.
21. *Smolanczuk R., Skalski J., Sobiczewski A.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 1871–1880.
22. *Möller P., Nix J. R.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1994. V. 20. P. 1681–1747.
23. *Rutz K. et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 238–243.
24. *Ćwiok S. et al.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 611. P. 211–246.
25. *Nilsson S. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1969. V. 131. P. 1–66.
26. *Еремин А. В., Попеко А. Г.* // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35, вып. 4. С. 895.
27. *Yeremin A. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 274. P. 528.
28. *Yeremin A. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 350. P. 608.
29. *Yeremin A. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 126. P. 329.
30. *Malyshev O. N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 40. P. 86.
31. *Yeremin A. V. et al.* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66, No. 6. P. 1042–1052; ЯФ. 2003. Т. 66, № 6. С. 1078–1088.
32. *Andreyev A. N. et al.* // JINR Rapid Commun. 1992. No. 2[53]. P. 35–44.
33. *Андреев А. Н. и др.* // ЯФ. 1993. Т. 56, вып. 10. С. 9–15.
34. *Andreyev A. N. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 312. P. 49–52.
35. *Andreyev A. N. et al.* // Phys. At. Nucl. 1995. V. 58, No. 5. P. 730–736.
36. *Andreyev A. N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 583. P. 169c–172c.
37. *Андреев А. Н. и др.* // ЯФ. 1990. Т. 52, вып. 3(9). С. 640–646.
38. *Andreyev A. N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 626. P. 857–870.
39. *Андреев А. Н. и др.* // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1995. № 5[73]. С. 57–70.
40. *Sagaidak R. N. et al.* // JINR FLNR Scientific Report 1999–2000. Dubna, 2001. P. 48–50.
41. *Sagaidak R. N. et al.* // Proc. of the VI Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Sept. 22–27, 1997 / Eds.: Yu. Ts. Oganessian, R. Kalpakchieva. Singapore, 1998. P. 323–330.
42. *Богданов Д. Д. и др.* // ЯФ. 1998. Т. 61, вып. 5. С. 808–815.
43. *Andreyev A. N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 620. P. 229–248.
44. *Андреев А. Н. и др.* // ЯФ. 1997. Т. 60, вып. 1. С. 5–9.
45. *Богданов Д. Д. и др.* // ЯФ. 1999. Т. 62, вып. 11. С. 1–11.
46. *Андреев А. Н. и др.* // ЯФ. 1989. Т. 50, вып. 9. С. 619–625.
47. *Andreyev A. N. et al.* // Z. Phys. A. 1991. Bd. 338. S. 363–364.
48. *Андреев А. Н. и др.* // ЯФ. 1991. Т. 53, вып. 4. С. 895–899.
49. *Andreyev A. N. et al.* // Z. Phys. A. 1993. Bd. 345. S. 247–248.

50. *Andreyev A. N. et al.* // *Z. Phys. A.* 1992. Bd. 342. S. 123–124.
51. *Malyshev O. N. et al.* // *Eur. Phys. J. A.* 2000. V. 8. P. 295–297.
52. *Андреев А. Н. и др.* // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1990. № 6[45]. С. 66–69.
53. *Andreyev A. N. et al.* // *Z. Phys. A.* 1990. Bd. 337. S. 231–232.
54. *Andreyev A. N. et al.* // *Z. Phys. A.* 1994. Bd. 347. S. 225–226.
55. *Andreyev A. N. et al.* // Proc. of the 6th Intern. Conf. on Nuclei Far from Stability; Proc. of the 9th Intern. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants, Bernkastel-Kues, July 19–24, 1992. Instr. Phys. Conf. Ser. 1993. No. 132: Sec. 5. P. 759–761.
56. *Sagaidak R. N. et al.* // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1998. V. 24. P. 611–625.
57. *Belozerov A. V. et al.* // *Eur. Phys. J. A.* 2003. V. 16. P. 447–456.
58. *Yeremin A. V. et al.* // *JINR Rapid Commun.* 1998. No. 6[92]. P. 21–34.
59. *Andreyev A. N. et al.* // *Z. Phys. A.* 1993. Bd. 345. S. 389–394.
60. *Andreyev A. N. et al.* // *Z. Phys. A.* 1992. Bd. 344, Nr. 2. S. 225–226.
61. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // Intern. Workshop «Fusion at the Extremes», Dubna, May 25–27, 2000 / Eds.: Yu. Ts. Oganessian, V. I. Zagrebaev. Singapore, 2001. P. 81–92.
62. *Andreev A. N. et al.* // Proc. of the Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Oct. 3–12, 1989. Dubna, 1990. P. 508–518.
63. *Andreyev A. N. et al.* // *Ibid.* P. 499–507.
64. *Andreyev A. N. et al.* // Proc. of the Intern. Symp. «Towards a Unified Picture of Nuclear Dynamics», Nikko, Japan. N. Y., 1991. P. 499–504; JINR Preprint E15-91-411. Dubna, 1991.
65. *Andreyev A. N. et al.* // Proc. of the Intern. Conf. on Exotic Nuclei, Foros, Crimea, Oct. 1–5, 1991 / Eds.: Yu. E. Penionzhkevich, R. Kalpakchieva. World Sci. 1992. P. 191–202.
66. *Yeremin A. V. et al.* // Proc. of the Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, May 10–15, 1993 / Ed. by Yu. Ts. Oganessian, Yu. E. Penionzhkevich, R. Kalpakchieva. Dubna, 1993. V. 1. P. 109–118.
67. *Andreyev A. N. et al.* // Proc. of the Workshop on «Heavy Ion Fusion: Exploring the Variety of Nuclear Properties», Padova, Italy, May 25–27, 1994; JINR Preprint E7-94-378. Dubna, 1994.
68. *Bogdanov D. D. et al.* // Proc. of the VI Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Sept. 22–27, 1997 / Eds.: Yu. Ts. Oganessian, R. Kalpakchieva. Singapore, 1998. P. 267–274.
69. *Vermeulen D. et al.* // *Z. Phys. A.* 1984. Bd. 318. S. 157–169.
70. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 64. P. 054606.
71. *Lazarev Yu. A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. P. 1903–1906.
72. *Lazarev Yu. A. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 54. P. 620–625.
73. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K., Moody K. J.* // *Phys. At. Nucl.* 2001. V. 64. P. 1349–1355.
74. *Gäggeler H. W. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1989. V. 502. P. 561–570.
75. *Münzenberg G. et al.* // *Z. Phys. A.* 1981. Bd. 302. S. 7–14.
76. *Sikkeland T., Maly J., Lebeck F.* // *Phys. Rev.* 1968. V. 169. P. 1000–1006.
77. *Донец Е. Д., Щеголев В. А., Ермаков В. А.* // *ЯФ.* 1965. Т. 2. С. 1015–1023.
78. *Ikezoe H. et al.* // *Eur. Phys. J. A.* 1998. V. 2. P. 379–382.
79. *Oganessian Yu. Ts. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 70. P. 064609(1–14).

80. *Sagaidak R.N. et al.* // Proc. of the Second Intern. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Bratislava, Slovakia, 1993 / Eds.: J. Krištiak, B. I. Pustyl'nik. Dubna, 1994. P. 271–274.
81. *Пустыльник Б. И.* // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 2. С. 273–312.
82. *Reisdorf W.* // Z. Phys. A. 1981. Bd. 300. S. 227–238.
83. *Игнатюк А. В., Смиренкин Г. Н., Тишин А. С.* // ЯФ. 1975. Т. 21. С. 485–490.
84. *Андреев А. Н. и др.* // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1995. № 4[72]. С. 43–62.
85. *Fröbrich P.* // Phys. Rep. 1984. V. 116, No. 6. P. 337–356.
86. *Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. J.* // Ann. Phys. 1974. V. 82. P. 557–596.
87. *Sierk A. J.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 2039–2053.
88. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* // Ark. Fyz. 1967. V. 36. P. 343–352.
89. *Wapstra A. H., Audi G., Hoekstra R.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 281–393.
90. *Itkis M. G. et al.* // Nuovo Cim. A. 1998. V. 111. P. 783–790.
91. *Pustyl'nik B. I. et al.* // JINR Rapid Commun. 1996. No. 6[80]. P. 59–62.
92. *Sagaidak R. N. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 014603-1–014603-5.
93. *Hinde D. J. et al.* // Nucl. Phys. A. 1987. V. 472. P. 318–332.
94. *Kozulin E. M. et al.* // JINR FLNR Sci. Report. 1991–1992. Dubna, 1993. P. 70–71.
95. *Hinde D. J. et al.* // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 2268–2284.
96. *Gontchar I. I., Fröbrich P.* // Nucl. Phys. A. 1993. V. 551. P. 495–507.
97. *Wada T., Carjan N., Abe Y.* // Nucl. Phys. A. 1992. V. 538. P. 283c–290c.
98. *Ward D. et al.* // Nucl. Phys. A. 1983. V. 403. P. 189–204.
99. *Muzychka Yu. A., Pustyl'nik B. I.* // Proc. of the Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics. Dubna, 1983. P. 420.
100. *Hinde D. J. et al.* // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. P. 1229–1259.
101. *Andreyev A. N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 583. P. 153c–156c.
102. *Andreyev A. N. et al.* // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1996. № 3[77]. С. 65–78.
103. *Козулин Э. М., Русанов А. И., Смиренкин Г. Н.* // ЯФ. 1993. Т. 56, вып. 2. С. 37–54.
104. *Sagaidak R. N. et al.* // JINR FLNR Sci. Report. 1995–1996. Dubna, 1997. P. 50–52.
105. *Донец Е. Д., Щеголев В. А., Ермаков В. А.* // АЭ. 1966. Т. 20, вып. 3. С. 223–230.
106. *Мухеев В. Л. и др.* // АЭ. 1967. Т. 22, вып. 2. С. 90–97.
107. *Heßberger F. P. et al.* // Z. Phys. A. 1985. Bd. 322. S. 557–566.
108. *Bass R.* // Proc. of the Conf. on Deep Inelastic and Fusion Reactions with Heavy Ions, Berlin, 1979. Berlin; Heidelberg; N. Y., 1980. P. 281–293.
109. *Акапьев Г. Н. и др.* // АЭ. 1966. Т. 21, вып. 4. С. 243–246.
110. *Донец Е. Д.* Препринт ОИЯИ Р-2919. Дубна, 1966. 18 с.
111. *Eskola P.* // Phys. Rev. 1973. V. 7. P. 280–289.
112. *Hinde D. J.* // Nucl. Phys. A. 1993. V. 553. P. 255c–270c.
113. *Игнатюк А. В. и др.* // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16, вып. 4. С. 709–772.
114. *Andreyev A. N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 568. P. 323–332.
115. *Ter-Akopian G. M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1993. V. 553. P. 735c–738c.

116. Андреев А. Н. и др. // ЯФ. 1993. Т. 56, вып. 10. С. 9–15.
117. Andreyev A. N. et al. // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1991. № 4[50]. С. 12–22.
118. Andreyev A. N. et al. // Nucl. Phys. A. 1994. V. 568. P. 323–332.
119. Quint A. B. // Z. Phys. A. 1993. Bd. 346. S. 119.
120. Schmidt K.-H., Morawek W. // Rep. Prog. Phys. 1991. V. 54. P. 949.
121. Sierk A. J., Nix J. R. // Proc. of the Symp. Phys. Chem. of Fission, Rochester, 1973. Vienna, 1974. V. II. P. 273–287;
Davies K. T. R., Sierk A. J., Nix J. R. Effect of Viscosity on the Nuclear Dynamics // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 2385–2403.
122. Bass R. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 231. P. 45–63.
123. Keller J. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 452. P. 173.
124. Hofmann S. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2001. V. 46. P. 293–302.
125. Noerenberg W. // Proc. of the Intern. Workshop on Heavy Ion Fusion, Padova, Italy, 1994. World Sci., 1995. P. 248–254.
126. Iwamoto A. et al. // Nucl. Phys. A. 1996. V. 596. P. 329.
127. Leigh J. R. et al. // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 3151–3166.
128. Dasgupta M. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 630. P. 78c–91c.
129. Mitsuoka S. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 054603(1–9).
130. Nishio K. et al. // Ibid. P. 014602(1–12).
131. Loveland W. et al. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1997. V. 23. P. 1251–1257.
132. Liang J. F. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 152701(1–4).
133. Satou K. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 054602(1–9).
134. Itkis M. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 654. P. 870c.
135. Oganessian Yu. Ts. // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 13. P. 135–141.
136. Tuerler A. et al. // Eur. Phys. J. A. 2003. V. 17. P. 505–508.
137. Hinde D. J., Dasgupta M. // Phys. Lett. B. 2005. V. 622. P. 23–28.
138. Morawek W. et al. // Z. Phys. A. 1991. Bd. 341. S. 75.
139. Gaggeler H. et al. // Z. Phys. A. 1984. Bd. 316. S. 291.
140. Denisov V. Yu., Nörenberg W. // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 15. P. 375–388.
141. Adamyan G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 011601(R)(1–5).
142. Adamyan G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Ibid. P. 014607(1–6).