

УДК 539.172.17:539.1.074.55

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИЗОТОПОВ РТУТИ И РАДОНА В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ $^{36, 40}\text{Ar}$ И $^{40, 48}\text{Ca}$

© 2022 г. Е. В. Чернышева^{1, *}, А. М. Родин¹, В. Ю. Веденеев¹, А. В. Гуляев¹, А. В. Гуляева¹, М. Голик², С. Н. Дмитриев¹, Д. Камас^{1, 3}, Я. Климан³, А. Б. Комаров¹, Л. Крупа^{1, 2}, П. Когоут^{1, 4}, А. Когоутова^{1, 4}, А. С. Новоселов¹, Ю. Ц. Оганесян¹, А. Опихал^{1, 4}, И. Пехоушек⁴, А. В. Подшибякин¹, В. С. Саламатин¹, С. В. Степанцов¹, С. А. Юхимчук¹

¹Международная межправительственная организация

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций имени Г.Н. Флерова, Дубна, Россия

²Чешский технический университет, Институт экспериментальной и прикладной физики, Прага, Чехия

³Физический институт Словацкой академии Наук, Братислава, Словакия

⁴Университет имени Палацки, Оломоуц, Чехия

*E-mail: ElenaChernysheva@jinr.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Абсолютные сечения xn -испарительных каналов реакций полного слияния $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{142}\text{Nd}(^{48}\text{Ca}, xn)^{190-x}\text{Hg}$ и $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-x}\text{Rn}$ были измерены с помощью модифицированного метода подвижных поглотителей. Для учета влияния энергетического разброса налетающего пучка тяжелых ионов на функции возбуждения испарительных остатков применялся метод деконволюции. Проведено сравнение измеренных функций возбуждения с теоретическими расчетами, полученными в модели связанных каналов.

DOI: 10.31857/S036767652208004X

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время достигнуты значительные успехи в ядерно-физических экспериментах, посвященных синтезу новых сверхтяжелых элементов и изучению их свойств. Сверхтяжелые ядра с атомными номерами до $Z = 118$ (Og) были синтезированы в реакциях полного слияния дважды магических ядер ^{48}Ca с актиноидными мишенями [1, 2]. В настоящее время широко обсуждается вопрос перехода к синтезу более тяжелых элементов с $Z > 118$ на новых экспериментальных установках [3]. Среди установок для исследования короткоживущих радиоактивных ядер, важную роль играют кинематические сепараторы, работающие как фильтры скоростей/энергий и отделяющие синтезированные ядра от фоновых продуктов. Идентификация синтезированных ядер проводится на них по цепочкам α -распадов без прямого измерения масс. Поэтому в ЛЯР ОИЯИ был создан масс-сепаратор MASHA [4], объединивший ISOL-метод [5] для синтеза и сепарации радиоактивных ядер с классической масс-спектрометрией и позволяющий проводить прямое измерение масс синтезированных нуклидов.

Для определения быстродействия и эффективности масс-сепаратора MASHA при регистрации короткоживущих нуклидов были выбраны реакции полного слияния, ведущие к образованию изотопов ртути, как гомолога Sn ($Z = 112$), и инертного газа радона. Эффективность масс-сепаратора предполагается определять в последующих экспериментах через отношение измеренных сечений получения нуклидов, к соответствующим абсолютным сечениям. Однако, поскольку информация об абсолютных сечениях реакций, о которых идет речь в данной работе, в настоящее время отсутствует в литературе, мы провели специальный эксперимент по измерению сечений образования испарительных остатков составных ядер, образованных в реакциях: $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$, $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$, $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$. Характеристики входного канала исследуемых реакций представлены в табл. 1.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на циклотроне У400М ЛЯР ОИЯИ в Дубне. Использовались пучки ионов $^{36, 40}\text{Ar}$ и $^{40, 48}\text{Ca}$ с энергиями в диапазоне

Таблица 1. Характеристики входного канала исследуемых реакций: E_{lab} — энергия налетающих ионов в лабораторной системе; $Z_p Z_t$ — произведение ядерных зарядов налетающего тяжелого иона и ядра мишени; V_c — кулоновский барьер реакции [6] в системе центра масс; Q_{gg} — энергия реакции в основном состоянии ядер [7]; E^* — энергия возбуждения составного ядра, соответствующая кулоновскому барьеру реакции

Реакция	E_{lab} , МэВ	$Z_p Z_t$	V_c , МэВ	Q_{gg} , МэВ	E^* , МэВ
$^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	154–232	1116	129.57	–90.66	38.91
$^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	144–233	1116	130.95	–83.22	47.73
$^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	145–216	1200	140.11	–92.25	47.87
$^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd} \rightarrow ^{190}\text{Hg}$	202–264	1200	136.53	–98.80	37.73
$^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er} \rightarrow ^{206}\text{Rn}$	156–202	1224	138.90	–90.85	48.05

270–330 МэВ и интенсивностями не более $1.2 \cdot 10^9$ частиц/с. Для непрерывного измерения энергии пучка во время эксперимента методом времени пролета использовались два пикап-детектора, расположенных на расстоянии 2 м друг от друга, что обеспечивало разрешение по энергии ~0.5%.

Изменение энергии пучка на мишени с шагом 3 МэВ осуществлялось посредством никелевых фольг-поглотителей толщиной 2.7, 4.95, 10.3 и 16.9 мкм, установленных на вращающемся механическом приводе перед мишенью.

В качестве мишеней использовались слои ^{144}Sm , ^{166}Er , ^{148}Sm , ^{142}Nd и ^{144}Nd толщиной 280–330 мкг/см², осажденные электрохимическим способом на титановые подложки толщиной 680 мкг/см².

В измерениях применялся усовершенствованный метод подвижного поглотителя [8] с использованием стопки из пяти тонких алюминиевых фольг диаметром 20 мм и толщиной 0.8 мкм каждая. Стопка фольг располагалась на расстоянии 18.2 мм за мишенью. Исследуемые продукты реакции останавливались в соответствующих фольгах в зависимости от их энергии, в то время как ионы пучка и быстрые продукты реакций проходили через них и останавливались в цилиндре Фарадея. Для того, чтобы получить максимальный выход продуктов реакции в середине стопки фольг, сразу за мишенью были добавлены две дополнительные алюминиевые фольги толщиной 0.8 мкм каждая. Использование стопки из пяти тонких фольг, вместо одной толстой фольги [8], улучшило энергетическое разрешение, которое в наших экспериментах составляло от 70 до 100 кэВ

(ШПВ) для используемых пяти кремниевых детекторов.

Во время эксперимента фольги периодически находились в двух положениях (рис. 1). В режиме облучения, в течение интервала времени t_B , фольги располагались друг за другом позади мишени. Затем, с помощью специально смонтированного пневмопривода линейного передвижения, рамки с фольгами перемещались к соответствующим кремниевым детекторам, и, в течение интервала времени t_D , проводилась регистрация α -распадов продуктов реакции. В зависимости от периодов полураспада исследуемых испарительных остатков, длительности времен облучения t_B и измерения t_D выбирались в диапазоне ~10–30 с. Время перемещения фольг между этими двумя положениями составляло не более 0.3 с, и было синхронизировано с электростатическим прерывателем пучка и с системой сбора данных.

Расстояние от фольг до соответствующих кремниевых детекторов увеличивалось монотонно с 21.9 мм для первого детектора до 32.7 мм для пятого детектора. Геометрические эффективности детекторов 1–5 составляли 4.90, 3.95, 3.37, 2.84 и 2.43%, соответственно.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИЗОТОПОВ И ИЗМЕРЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ СЕЧЕНИЙ

Идентификация продуктов реакций производилась по энергетическим спектрам регистрируемых α -частиц, их периодам полураспада, а также по форме функций возбуждения. При идентификации нуклидов анализировались также цепочки дочер-

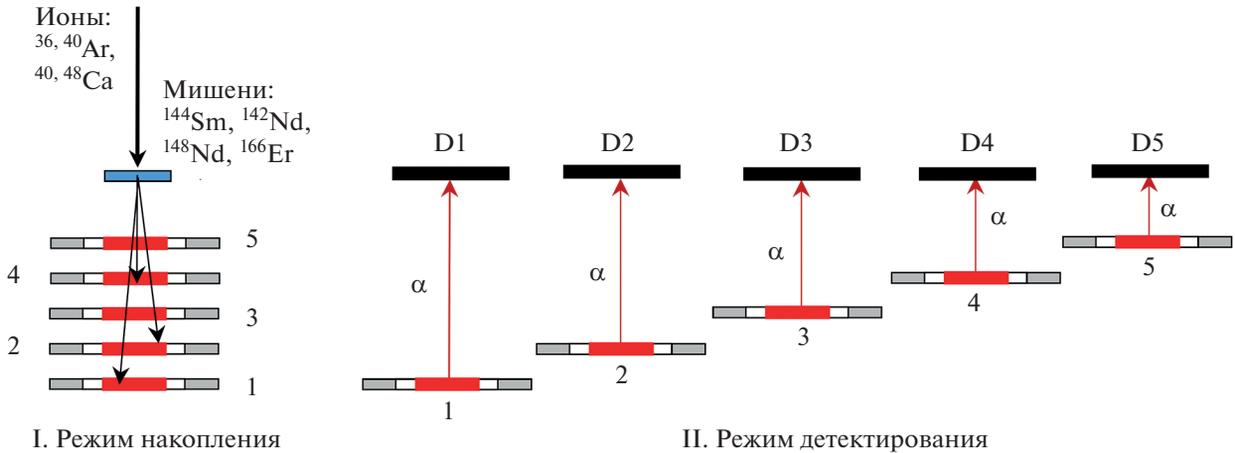


Рис. 1. Схема эксперимента с движущимися поглотителями. В режиме накопления (положение I) продукты реакции накапливаются в фольгах-поглотителях во время облучения мишени пучком ионов; в режиме детектирования (положение II), α -частицы, продукты распада накопленных нуклидов, детектируются кремниевыми детекторами.

них ядер (рис. 2а), оценивалась вероятность их регистрации в выбранных диапазонах времен t_D и t_B .

Экспериментальные спектры энергий α -частиц фитировались гауссовыми кривыми с помощью программы ORIGIN [9]. Для выделенных областей энергий, соответствующих этим кривым, анализировались временные зависимости распадов нуклидов и определялись их периоды

полураспада. Площади под гауссовыми кривыми, соответствующие выходам различных α -радиоактивных нуклидов (рис. 2б), суммировались для всех пяти детекторов с учетом их геометрической эффективности. Сечения реакций рассчитывались с учетом времен накопления и измерения, периодов полураспада и вероятностей α -распада нуклидов по формуле:

$$\sigma = \frac{N_{run}^{\alpha} \lambda t_B (1 - \exp(-\lambda T))}{g \epsilon_{\alpha} N_{at} J (1 - \exp(-\lambda t_B)) \exp(-\lambda t_m) (1 - \exp(-\lambda t_D))},$$

где σ – поперечное сечение образования испарительных остатков, N_{run}^{α} – количество α -распадов выбранного изотопа за время измерения, g – геометрическая эффективность детектора, ϵ_{α} – вероятность α -распада, N_{at} – число атомов мишени (ат/см²), λ – постоянная распада исследуемого изотопа, J – интеграл с цилиндра Фарадея, t_m – время перемещения рамки с фольгами из области облучения до места измерения, t_B – время облучения, t_D – время измерения, $T = t_B + t_D + 2t_m$.

Погрешность определения сечений включала в себя статистическую погрешность, а также погрешности определения толщины мишени ($\pm 15\%$) и дозы пучка ($\pm 5\%$).

В работе [10] обсуждалось влияние дисперсии энергии пучка ионов на форму функций возбуждения испарительных остатков. Этот эффект проявляется наиболее сильно вблизи кулоновского барьера, где есть резкое падение сечений с пони-

жением энергии. Для учета этого нежелательного эффекта мы применили метод деконволюции [11]. Был проведен дополнительный эксперимент по определению экспериментальной дисперсии энергий пучков ионов при прохождении ими никелевых поглотителей различной толщины. Применение метода деконволюции в данной работе привело к значительному понижению сечений в области кулоновского барьера и незначительно повлияло на их величину в области максимумов функций возбуждения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 3 показаны абсолютные сечения испарительных остатков в зависимости от энергии возбуждения составных ядер для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$, $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$, $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$. Символами обозначены экспериментальные значения сечений, а пунктирными линиями – расчеты теоретических сечений χI -испари-

тельных каналов, выполненные в модели связанных каналов и статистической модели распада возбужденных ядер (программа NRV [6, 12, 13]). Теоретические расчеты сечений полного слияния показаны сплошными линиями.

В реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ (рис. 3а) с энергией возбуждения, соответствующей кулоновскому барьеру реакции $V_C = 39$ МэВ (здесь и далее величина кулоновского барьера приводится в терминах энергии возбуждения составного ядра), доминируют каналы $2n$ и $3n$, имеющие близкие максимальные значения поперечных сечений: $\sigma(2n)_{max} = 13 \pm 2.9$ мб, $\sigma(3n)_{max} = 12.4 \pm 3.5$ мб. Сечения испарительных каналов с более высоким числом нейтронов ($4n-6n$) плавно уменьшаются из-за увеличения вероятности деления с повышением энергии возбуждения составного ядра.

Подобное поведение сечений характерно и для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ (рис. 3б), также ведущей к образованию компаунд-ядра ^{184}Hg . Однако, в отличие от реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, протекающей на двух сферических ядрах во входном канале, в данной реакции налетающее ядро и ядро мишени деформированы (с параметром статической квадрупольной деформации β_2 равным, соответственно, -0.148 и 0.175 [14]). При этом высота кулоновского барьера зависит от взаимной ориентации взаимодействующих ядер: $V_p = 42$ МэВ для полярной и $V_{Eq} = 49$ МэВ для экваториальной конфигураций во входном канале. Расчеты для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ были сделаны с учетом возбуждения двух квадрупольных и одного октупольного фононов в обоих ядрах. В случае реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ предполагалось возбуждение в ядре ^{144}Sm двух квадрупольных фононов, а в ядре ^{40}Ar — только одного квадрупольного.

В реакции полного слияния дважды магического ядра ^{40}Ca ($N = Z = 20$) с немагическим ядром ^{144}Nd ($N = 84, Z = 60$) (рис. 3в) также образуется составное ядро ^{184}Hg , как и в реакции немагического ядра ^{40}Ar ($N = 22, Z = 18$) с магическим ядром ^{144}Sm ($N = 82, Z = 62$). В обоих случаях во входном канале реакции взаимодействуют два сферических ядра, но отличающиеся по степени близости к значениям нейтронной и протонной оболочек ($N = 20, Z = 20$) для налетающего ядра, и нейтронной ($N = 82$) для ядра мишени. При переходе от реакции между ядрами аргона и самария к реакции ядер кальция с ядрами неодима, произведение ядерных зарядов во входном канале $Z_1 Z_2$ увеличивается с 1116 до 1200, что приводит, как видно из рис. 3а и 3в, к сдвигу кулоновского барьера V_C с 39 до 48 МэВ. Этот сдвиг оказывает влияние на положение и максимальное значение

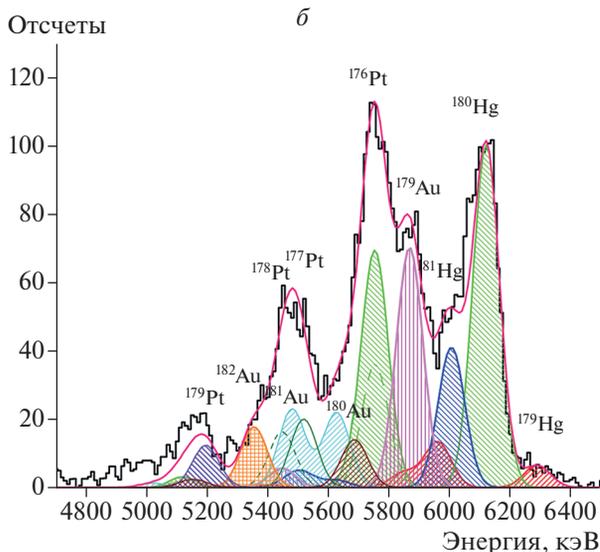
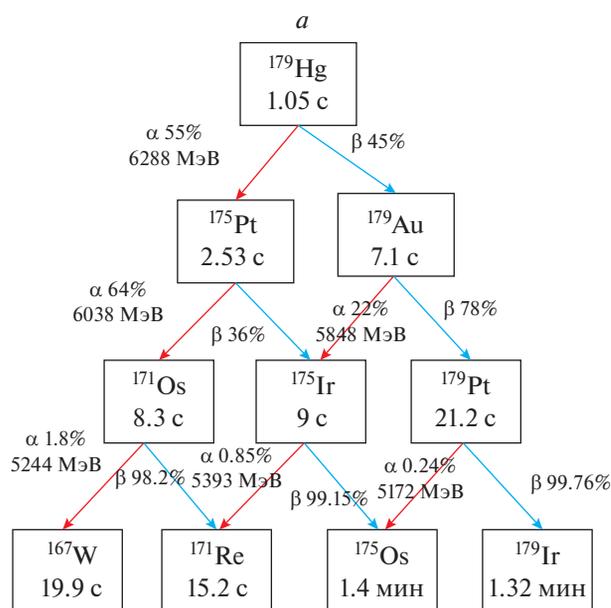


Рис. 2. Цепочка α - и β -распадов ^{179}Hg с соответствующими вероятностями в процентах и периодами полураспадов (а). Экспериментальный спектр α -частиц испарительных остатков реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, накопленный в четвертой фольге, при энергии пучка $E_{lab} = 187$ МэВ для циклов измерения—накопления 10–10 с (б). Цветными линиями показано разложение экспериментального спектра на гауссианы, соответствующие выходам α -радиоактивных продуктов реакции с цепочками их распадов.

сечения $2n$ -испарительного канала, которое, в данном случае ниже, чем для $3n$ -канала ($\sigma(2n)_{max} = 2.7 \pm 0.8$ мб, $\sigma(3n)_{max} = 6.7 \pm 2.2$ мб). Следует отметить, что измеренные значения $4n$ -каналов в реакции $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$, также, как и в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$, получились несколько выше пред-

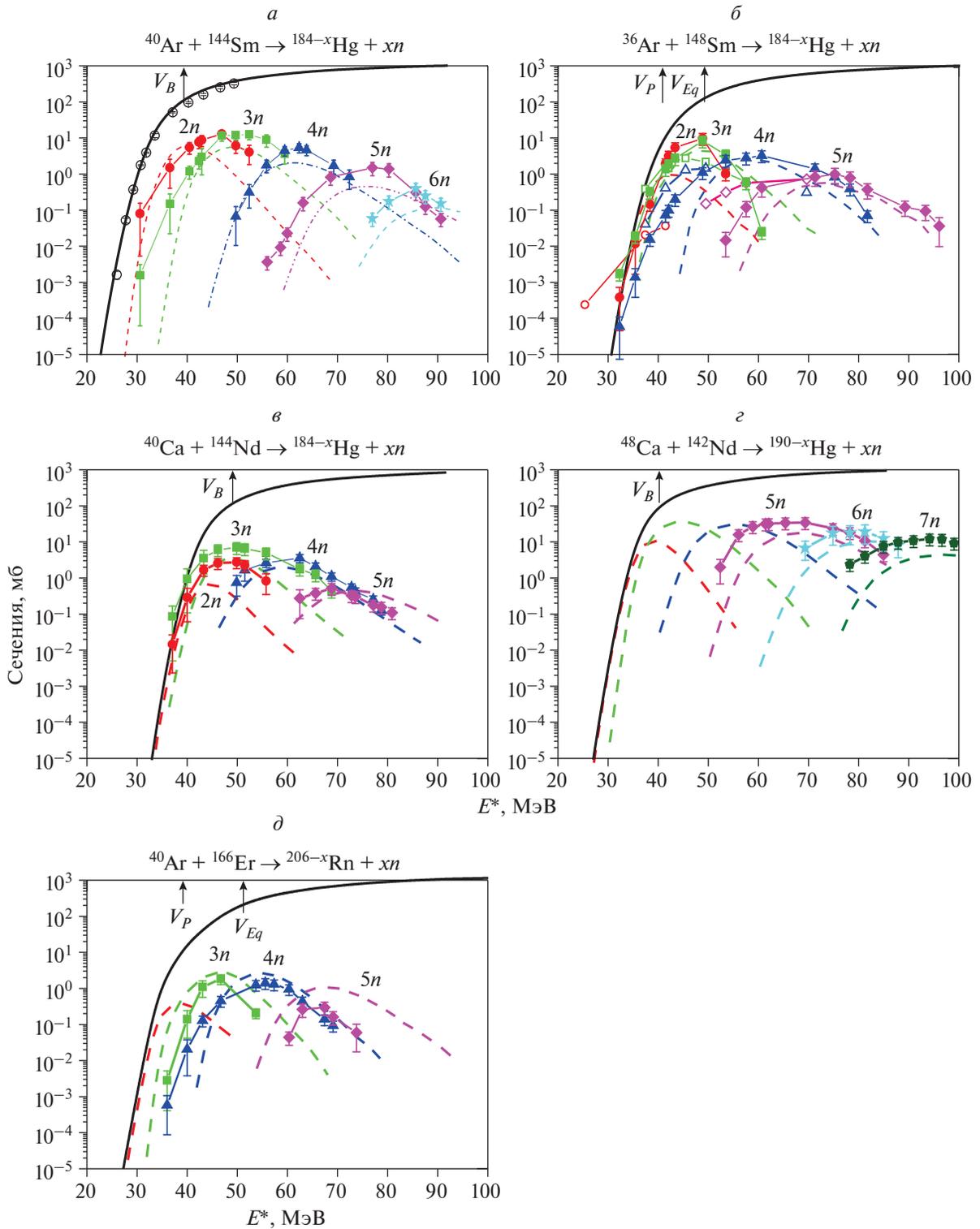


Рис. 3. Сечения xn -каналов испарения для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ (а); $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ (б); $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ (в); $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ (г); $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ (д) в зависимости от энергии возбуждения составного ядра. Экспериментальные сечения показаны сплошными символами: $2n$ – круги, $3n$ – квадраты, $4n$ – треугольники, $5n$ – ромбы, $6n$ – звезды, $7n$ – пятиугольники. Открытыми символами показаны сечения полного слияния в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ [15] (а) и сечения испарения xn -каналов реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ из работы [16] (б). Теоретические расчеты сечений слияния показаны черной жирной линией, xn -каналов – пунктирными линиями.

сказаний теории. В теоретических расчетах для данной реакции учитывалось возбуждение одного квадрупольного и одного октупольного фонона ядра ^{40}Ca и двух квадрупольных и одного октупольного фонона для ^{144}Nd .

В реакции дважды магического ядра ^{48}Ca ($N=28$, $Z=20$) с магическим ядром ^{142}Nd ($N=82$, $Z=60$), при энергии возбуждения составного ядра, соответствующей $V_C=38$ МэВ, (рис. 3з), наблюдались изотопы $^{183-185}\text{Hg}$ ($5n-7n$ испарительные каналы). Каналы с меньшим количеством испаряющихся нейтронов не были зарегистрированы, поскольку образующиеся в них изотопы ртути не испытывают α -распад. При вычислении теоретических сечений предполагалось возбуждение одного квадрупольного фонона в ^{48}Ca и двух квадрупольных и одного октупольного фонона в ^{142}Nd . Существенное превышение сечения $5n$ -канала этой реакции с аналогичным каналом в реакции дважды магического ^{40}Ca ($N=20$, $Z=20$) с немагическим ядром ^{144}Nd ($N=84$, $Z=60$) связано, по всей видимости, с более высоким сечением слияния в первой реакции.

На рис. 3д показаны функции возбуждения xn -испарительных каналов реакции $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$. В этом случае, энергия возбуждения составного ядра, соответствующая кулоновскому барьеру в полярной конфигурации ядер (V_p) во входном канале, составляет 39 МэВ, и 52 МэВ в экваториальной конфигурации (V_{Eq}). Максимальное сечение наблюдалось для $3n$ -канала. Сечения образования испарительных остатков в этой реакции в 5–10 раз меньше, по сравнению с реакциями $^{36,40}\text{Ar}$ и $^{40,48}\text{Ca}$ на лантаноидных мишенях $^{144,148}\text{Sm}$ и $^{142,144}\text{Nd}$. В теоретических расчетах учитывалось возбуждение двух квадрупольных фононов в ^{40}Ar и статическая квадрупольная деформация ^{166}Er . Как и в предыдущих реакциях, сечения каналов с большим количеством испаряющихся нейтронов плавно уменьшаются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сечения образования испарительных остатков реакций ^{144}Sm ($^{40}\text{Ar}, xn$) $^{184-x}\text{Hg}$, ^{148}Sm ($^{36}\text{Ar}, xn$) $^{184-x}\text{Hg}$, ^{144}Nd ($^{40}\text{Ca}, xn$) $^{184-x}\text{Hg}$, ^{166}Er ($^{40}\text{Ar}, xn$) $^{206-x}\text{Rn}$ и ^{142}Nd ($^{48}\text{Ca}, xn$) $^{190-x}\text{Hg}$ были измерены с помощью модифицированного метода подвижного поглотителя. В трех первых реакциях, ведущих к образованию составного ядра ^{184}Hg , исследовалось влияние высоты кулоновского барьера на положение максимума сечения $2n$ канала.

Для всех реакций, ведущих к образованию изотопов ртути, экспериментальные значения сечений xn -каналов были выше расчетных, в отличие

от реакции $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er} \rightarrow ^{206}\text{Rn}$. Понижение сечений xn -испарительных каналов в этой реакции может быть вызвано относительно высокими значениями сечений $1pxn$ -каналов испарения. Сечения xn -каналов реакций $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$, $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ измерены впервые.

Авторы благодарят сотрудников циклотрона У400М ЛЯР ОИЯИ за предоставленные пучки тяжелых ионов, а также инженерные службы за обеспечение условий, необходимых для выполнения данных экспериментов.

Работа выполнена при поддержке гранта IGA Университета им. Палацки (IGA_PrF_2020_011) и проекта № 2/0181/21 Агентства грантов VEGA.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts., Abdullin F. Sh., Bailey P. D. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. No. 6. Art. No. 064609.
2. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K., Lobanov Yu. V. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. Art. No. 044602.
3. *Оганесян Ю. Ц.* // Вестн. РАН. 2019. Т. 89. № 6. С. 563.
4. *Родин А. М., Белозеров А. В., Ванин Д. В. и др.* // ПТЭ. 2014. № 4. С. 14; *Rodin A. M., Belozеров A. V., Dmitriev S. N. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. No. 4. P. 386.
5. *Kofoed-Hansen O., Nielsen K. O.* // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 96.
6. <http://nr.vj.inr.ru>.
7. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. Art. No. 014606.
8. *Vermeulen D., Clerc H. G., Sahn C. C. et al.* // Z. Phys. A. 1984. V. 318. P. 157.
9. <https://www.originlab.com>.
10. *Sagaidak R. N., Andreyev A. N.* // Int. J. Mod. Phys. E. 2014. V. 23. Art. No. 1450001.
11. *Morhac M., Kliman J., Matousek V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1997. V. 401. P. 385.
12. *Karpov A. V., Denikin A. S., Naumenko M. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 859. P. 112.
13. *Zagrebaev V. I., Samarin V. V.* // Phys. Atom. Nucl. 2004. V. 67. P. 1462.
14. <http://cdfc.sinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radcard.cgi>.
15. *Reisdorf W., Hessberger F. P., Hildenbrand K. D. et al.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 438. P. 212.
16. *Schädel M., Bröchle W., Jäger E. et al.* // GSI Sci. Rep. 2003. Art. No. 20.

**Production cross sections of mercury and radon isotopes
in complete fusion reactions with $^{36,40}\text{Ar}$ and $^{40,48}\text{Ca}$ projectiles**

**E. V. Chernysheva^{a,*}, A. M. Rodin^a, V. Yu. Vedenev^a, A. V. Gulyaev^a, A. V. Gulyaeva^a, M. Holik^b,
S. N. Dmitriev^a, D. Kamas^{a,c}, J. Kliman^c, A. B. Komarov^a, L. Krupa^{a,b}, P. Kohout^{a,d}, A. Kohoutova^{a,d},
A. S. Novoselov^a, Yu. Ts. Oganessian^a, A. Opíchal^{a,d}, J. Pechousek^d, A. V. Podshibyakin^a,
V. S. Salamatin^a, S. V. Stepantsov^a, S. A. Yukhimchuk^a**

^aFlerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, Dubna, Russia

^bInstitute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague, Czech Republic

^cInstitute of Physics SASc, Bratislava, Slovak Republic

^dPalacký University in Olomouc, Olomouc, Czech Republic

**e-mail: ElenaChernysheva@jinr.ru*

The absolute cross-sections of xn -evaporation channels in the complete fusion reactions $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{142}\text{Nd}(^{48}\text{Ca}, xn)^{190-x}\text{Hg}$ and $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-x}\text{Rn}$ have been measured by using the modified catcher foil method. The influence on the excitation functions of the energy spread of the beam at its passing through the absorbing foils and the target has been considered using the deconvolution method. The measured excitation functions have been compared with theoretically calculated ones with the coupled-channel model.