

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ИМ. Г.Н. ФЛЕРОВА

На правах рукописи



Коврижных Никита Дмитриевич

**Изучение радиоактивных свойств ядер в цепочках распада изотопов Mc и
сечений их образования в реакции $^{243}\text{Am}+^{48}\text{Ca}$**

Специальность 1.3.15 – физика атомных ядер и элементарных частиц, физика
высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна – 2024

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель – *Утенков Владимир Климентьевич, доктор физико-математических наук, начальник сектора №1 Лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флерова ОИЯИ.*

Официальные оппоненты – *Антоненко Николай Викторович, доктор физико-математических наук, заместитель директора Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.*

Чернышев Борис Андреевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры №40 «Физика элементарных частиц» НИЯУ МИФИ.

С электронной версией диссертацией можно ознакомиться на официальном сайте Объединенного института ядерных исследований в информационно-коммуникационной сети «Интернет» по адресу: <https://dissertations.jinr.ru/>.

С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, д.6).

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук



_____/Попеко А.Г.

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Согласно теоретическим предсказаниям, существует область повышенной стабильности ядер вокруг сферического ядра с $Z = 114-126$ (в зависимости от модели) и $N = 184$ [1 - 5]. Эту область назвали «островом стабильности» сверхтяжёлых ядер.

Исследование сверхтяжелых нуклидов позволяет глубже изучить свойства сильного взаимодействия, связывающего нуклоны в ядре, развивать теоретические модели атомных ядер, глубже понимать закономерности изменения свойств ядер в зависимости от нуклонного состава, предсказывать свойства неизвестных ядер. Исследования реакций синтеза позволяют проследить динамику реакций полного слияния ядер, которая также в значительной степени обусловлена свойствами возбужденного составного ядра, образующегося в результате слияния взаимодействующих ядер, а также и процессов, предшествующих его образованию – захват двух ядер и формирование составного ядра.

В ЛЯР ОИЯИ на газонаполненном сепараторе (Dubna Gas-Filled Recoil Separator – DGFRS [6]) в экспериментах по изучению реакций полного слияния ^{48}Ca с трансурановыми элементами в 1999-2012 годах открыты 5 новых сверхтяжелых элементов (СТЭ) с Z от 114 до 118 и изучено более 50 новых изотопов [7], см. рисунок 1.

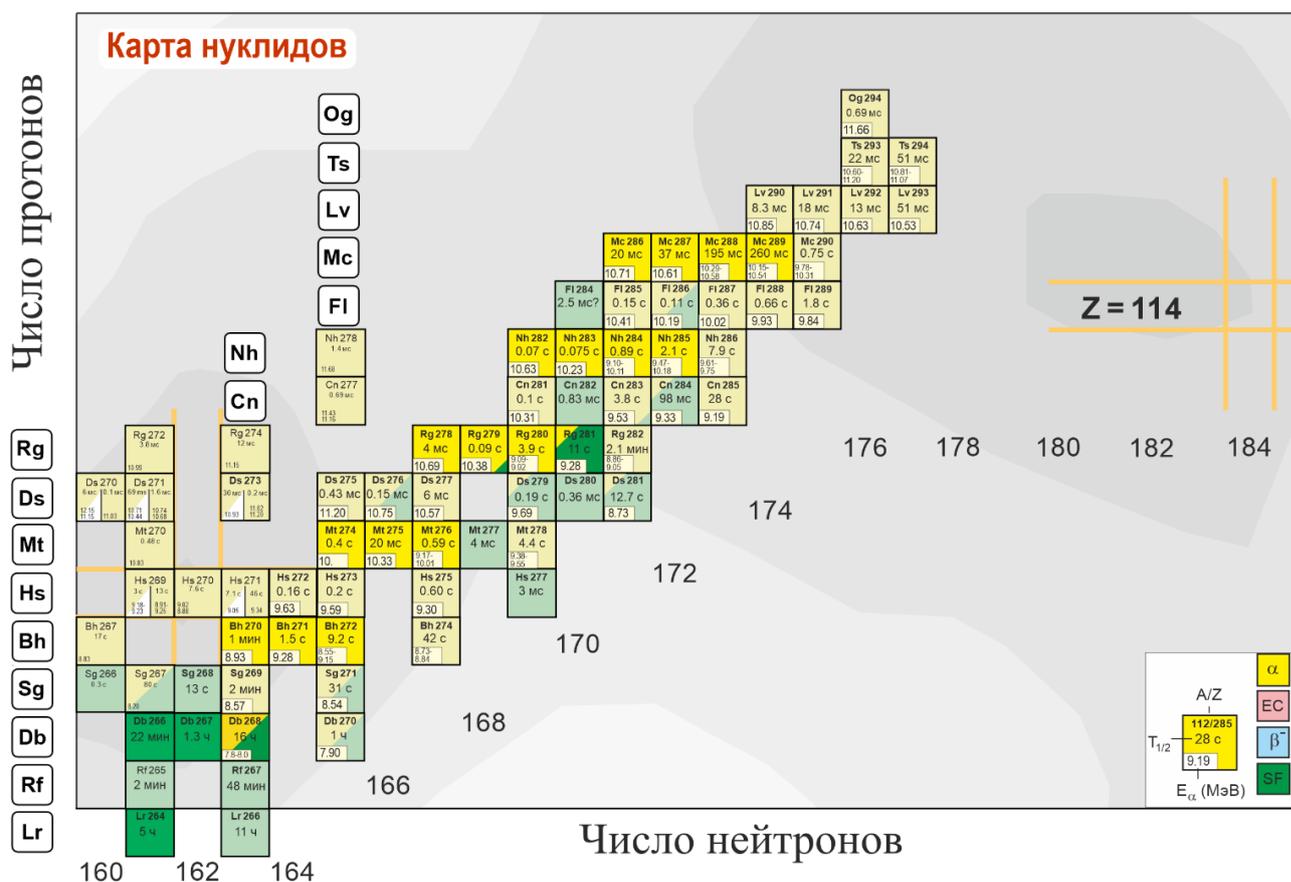


Рисунок 1. Карта области ядер с $Z \geq 103$ и $N \geq 160$. Яркими цветами выделены ядра, полученные в данной работе.

Однако сечения образования ядер при переходе от изотопов Fl и Mc к изотопам Og падают больше чем на порядок. Синтез ядер с $Z > 118$ требует замены бомбардирующего иона с ^{48}Ca на ^{50}Ti или ^{54}Cr , что должно понизить сечение ещё на порядок или более. Также падают сечения образования новых изотопов уже открытых химических элементов в реакциях с нейтронодефицитными мишенями и в $2n$ -испарительном канале реакций, а детальное изучение свойств распада уже известных изотопов СТЭ требует высокой статистики.

Для решения данной задачи в ЛЯР ОИЯИ был создан новый экспериментальный комплекс – Фабрика СТЭ, базовой установкой которого стал циклотрон ДЦ-280 [8], на котором ожидаемая интенсивность ускоряемых частиц может в 10 раз превосходить возможности не только существующего циклотрона У-400, но и аналогичных ускорителей в других научных центрах.

Для увеличения чувствительности экспериментов, улучшения фоновых условий детектирования сверхтяжёлых ядер на Фабрике СТЭ в 2019 году был введён в строй новый газонаполненный сепаратор DGFRS-2.

Цели работы

Целями работы являлись проверка возможностей нового сепаратора DGFRS-2 непосредственно в экспериментах по синтезу сверхтяжёлых ядер, а также более глубокое изучение свойств распада изотопов Mc и их дочерних ядер.

Для достижения поставленных целей требовалось решить следующие задачи:

- 1) Измерение трансмиссии сепаратора, размера изображения ядер на детекторах, уровня подавления фоновых частиц; исследование систематики зарядовых состояний; проверка цифровой и аналоговой систем сбора данных.
- 2) В $2n$ -испарительном канале реакции:
 - а) измерение функции возбуждения;
 - б) попытка зарегистрировать α -распад ^{281}Rg .
- 3) В $3n$ -испарительном канале реакции:
 - а) измерение функции возбуждения;
 - б) проверка существования изомерного состояния у ^{276}Mt ;
 - в) оценка уровня сечения $p\alpha n$ канала;
 - г) оценка ветви на электронный захват для ^{288}Mc и ^{284}Nh ;
 - д) попытка зарегистрировать α -распад ^{268}Db .
- 4) В $4n$ -испарительном канале реакции:
 - а) измерение функции возбуждения;
 - б) уточнение свойств распада ^{287}Mc и его дочерних ядер.
- 5) В $5n$ -испарительном канале реакции:
 - а) синтез нового изотопа ^{286}Mc и уточнение свойств распада дочерних ядер;

б) измерение сечения.

Научная и практическая значимость исследования изотопов сверхтяжелых элементов, продуктов реакции $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},\text{xn})^{291-\text{x}}\text{Mc}$, состоит в том, что измеренные радиоактивные свойства новых ядер используются для развития новых и совершенствования существующих теоретических моделей, описывающих и предсказывающих свойства ядер. Измерение функции возбуждения реакции также позволяет глубже понять механизмы образования ядер в реакциях полного слияния. Кроме того, измеренные сечения указанных реакций, а также свойства новых нуклидов используются при планировании экспериментов по синтезу соседних ядер и изучению химических свойств сверхтяжелых элементов.

На примере эксперимента по синтезу тяжелых ядер были изучены параметры газонаполненного сепаратора DGFRS-2 и продемонстрирована его готовность к продолжению исследований на Фабрике СТЭ ЛЯР ОИЯИ.

Измерены заряды Mc при разном давлении водорода в сепараторе, показана надежность систематики зарядов, измеренных на сепараторе DGFRS. Измерены заряды ионов Ds и Lv, а также ионов Th при больших скоростях, которые получены в реакции $^{164}\text{Dy}(^{54}\text{Cr},\text{xn})^{218-\text{x}}\text{Th}$. Получена новая систематика зарядов ионов в водороде для широкого интервала скоростей, которая необходима для проведения экспериментов по синтезу ядер в реакциях с ионами тяжелее ^{48}Ca .

Научная новизна работы

Эксперименты, проведенные на новом сепараторе DGFRS-2, показали, что он в сравнении с DGFRS имеет вдвое большую трансмиссию, что в совокупности с повышенным подавлением фона позволило надежно зарегистрировать 125 новых цепочек распада изотопов Mc.

Открыты новые изотопы ^{264}Lr и ^{286}Mc .

Были впервые зарегистрированы α -распад ^{268}Db и спонтанное деление ^{279}Rg .

Более детально определены свойства распада 20 ранее известных изотопов от $^{287-289}\text{Mc}$ до $^{266-268}\text{Db}$.

Измерена функция возбуждения реакции $^{243}\text{Am}+^{48}\text{Ca}$ в интервале энергии возбуждения составного ядра ^{291}Mc от 32.5 до 50.4 МэВ. Показано, что сечение реакции $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},3n)^{288}\text{Mc}$ вдвое превосходит ранее измеренное значение.

Положения и результаты, выносимые на защиту:

- 1) Впервые зарегистрирован α -распад ^{268}Db , синтезирован новый спонтанно делящийся изотоп ^{264}Lr и измерены свойства их распада.
- 2) Впервые синтезирован новый сверхтяжелый изотоп ^{286}Mc и уточнены свойства распада дочерних ядер вплоть до ^{266}Db .
- 3) Впервые зарегистрировано спонтанное деление ^{279}Rg .

- 4) Измерена функция возбуждения реакции в интервале энергии ^{48}Ca от 239 до 259 МэВ. Сечение $3n$ -испарительного канала реакции оказалось в 2 раза больше ранее измеренного значения. Впервые измерено сечение $5n$ -испарительного канала реакции.
- 5) Показана низкая вероятность $p2n$ -канала реакции по сравнению с каналами с испарением нейтронов. Установлена верхняя граница ветви на электронный захват для ^{288}Mc и ^{284}Nh .
- 6) Показано, что трансмиссия DGFRS-2 в два раза больше, чем у DGFRS.
- 7) Измерен заряд ионов Mc при давлениях водорода, отличных от тех, что были в экспериментах на DGFRS. Измерены заряды ионов Th, Ds и Lv. С учетом этих данных получена новая систематика зарядов ионов в водороде для широкого интервала скоростей.

Достоверность полученных результатов подтверждается хорошим согласием полученных экспериментальных результатов с результатами опытов по синтезу изотопов 115 элемента на DGFRS, TASCA, BGS и опыта по измерению массы изотопа $^{288}115$ и продукта его α -распада $^{284}113$ на сепараторе BGS со спектрометром FIONA.

Апробация работы:

Полученные результаты и основные положения работы докладывались на:

- 1) «Первый эксперимент на Фабрике Сверхтяжёлых Элементов. Новые данные в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ », семинар ЛЯР ОИЯИ, 18 марта 2022 г.
- 2) «First experiment at the Super Heavy Element Factory. New data in the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ reaction», LXXII International Conference "Nucleus-2022: Fundamental problems and applications", Москва, Российская Федерация, 11-16 июля 2022 г.
- 3) Первый эксперимент на Фабрике Сверхтяжёлых Элементов: новые данные в реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$. XXX Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», Москва, Российская Федерация, 10-21 апреля 2023 г.
- 4) «First experiments at the Superheavy Element Factory», IUPAP Conference "Heaviest nuclei and atoms", Ереван, Республика Армения, 24-30 апреля 2023 г.
- 5) Работа под названием «Фабрика СТЭ: первые результаты» была отмечена первой премией ОИЯИ в разделе «Научно-исследовательские экспериментальные работы» в 2023 г.

Основное содержание работы

Во **введении** рассматривается актуальность научной проблемы – исследование сверхтяжёлых ядер, приводится история открытия элемента 115. Формулируются цели и задачи работы, описываются её научная и практическая значимость, научная новизна, достоверность полученных результатов, формулируются положения, выносимые на защиту.

Первая глава диссертации посвящена описанию принципа работы газонаполненного сепаратора DGFRS-2. Из второго закона Ньютона и особенностей воздействия магнитной компоненты силы Лоренца на заряженную частицу следует, что движение ядра отдачи в однородном магнитном поле можно описать выражением $B\rho = \frac{mv}{q}$, (1), где ρ – радиус кривизны траектории, m , v , q – масса, скорость и заряд ядра отдачи соответственно; B – компонента магнитного поля, перпендикулярная вектору скорости движения ядра отдачи.

Импульс ядра вычисляется из кинематики реакции полного слияния с испарением нескольких нейтронов. Заряд ядер, вылетающих из мишени, довольно большой ($q \approx 17^+$ для реакций ^{48}Ca с актинидными мишенями) и имеет широкое зарядовое распределение [9; 10]. Столкновения ядер с атомами и молекулами среды газонаполненного сепаратора, сопровождаемые процессом перезарядки, приводят к тому, что распределение сужается, а его среднее значение падает приблизительно до 6^+ . Сечение перезарядки для ионов пучка ^{48}Ca меньше вследствие их высокой скорости (на 3-4 порядка [10]) в сравнении с ядрами отдачи, поэтому их заряд остаётся близким к твердотельному ($\approx 17^+$). При одинаковых импульсах траектории ядер отдачи и ионов пучка в одном магнитном поле будут различны вследствие трёхкратной разницы в зарядах, что позволяет эффективно сепарировать ядра отдачи от ионов пучка. Схема сепаратора DGFRS-2 представлена на рисунке 2 [A5].

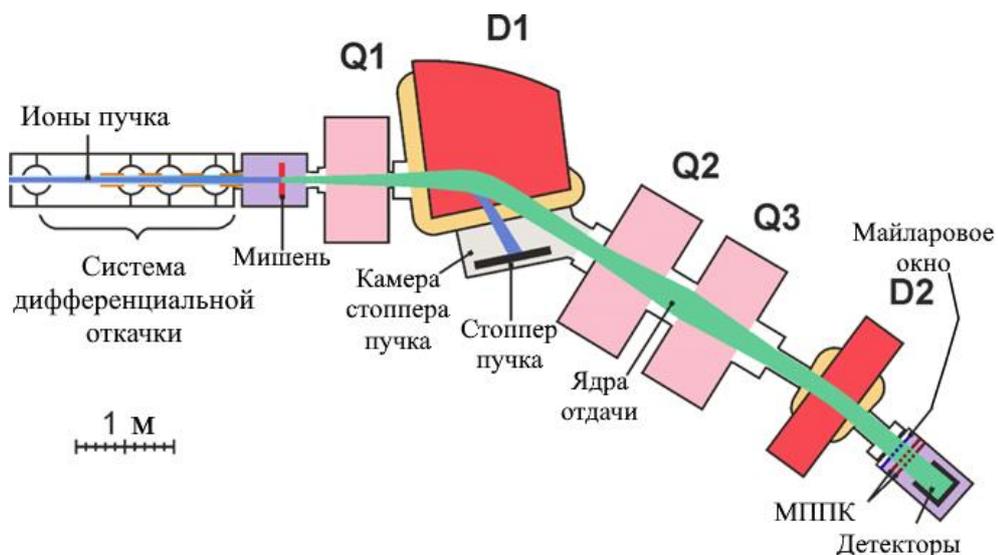


Рисунок 2. Схема DGFRS-2. Сепаратор состоит из двух дипольных магнитов (D1, D2) и трех квадрупольных линз (Q1, Q2, Q3). Пучок ионов ^{48}Ca отклоняется в стоппер. В конце сепаратора показана детекторная система, включающая в себя майларовое окно, две многопроволочные пропорциональные камеры (МППК) и кремниевые детекторы.

Пучок ионов ^{48}Ca проходит титановую подложку и попадает в мишень, где вступает в реакцию с ядрами мишени. В соответствии с законом сохранения импульса ядра отдачи, образовавшиеся в результате слияния взаимодействующих ядер и последующего испарения нескольких нейтронов из составного ядра, вылетают из мишени и попадают сначала в заполненную водородом при давлении 0.87 Торр камеру первого квадрупольного магнита Q1, где ядра отдачи фокусируются по вертикали для уменьшения потерь в стенках камеры, расположенной между полюсами первого дипольного магнита D1. Именно в этой камере происходит основная сепарация ядер отдачи от ионов пучка. Затем ядра отдачи фокусируются дублетом квадрупольных магнитов Q2-Q3 и попадают в камеру второго дипольного магнита D2, где происходит сепарация ядер отдачи от протонов и α -частиц с высокими энергиями. Потом ядра покидают заполненный водородом объём сепаратора, проходят через майларовую плёнку толщиной 0.7 мкм и попадают в детекторную камеру.

Идентификация сверхтяжёлых ядер проводится на основе временной, энергетической и позиционной корреляции сигналов от прилёта ядер отдачи в детекторы и их последующих α -распадов и спонтанного деления ядер (SF) в цепочке распада. Детекторная система DGFRS-2 устроена аналогично DGFRS и приведена на рисунке 3.

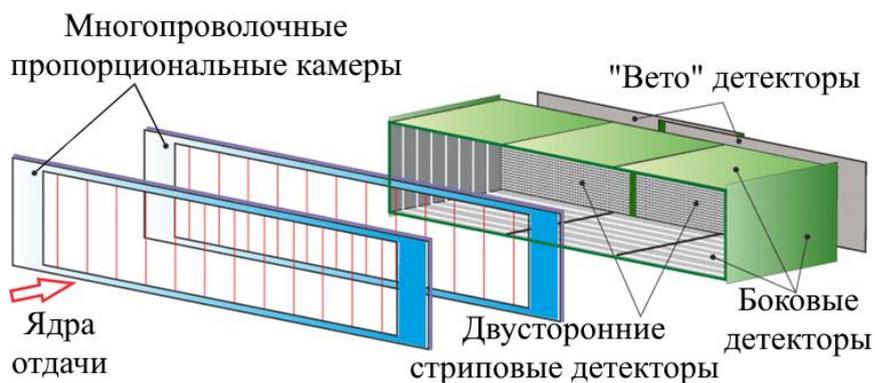


Рисунок 3. Схема детекторной системы DGFRS-2.

Детекторная система состоит из времяпролётного и фокального детекторов. Первый образован двумя многопроволочными пропорциональными камерами и позволяет отличить события, возникающие при попадании в детекторы ядер, пролетевших через сепаратор, от распадов ядер, которые уже остановились в детекторе. Второй образован набором горизонтальных (передних) и вертикальных (задних) стрипов на двухстороннем кремниевом детекторе площадью $220 \times 48 \text{ мм}^2$. Энергетическое разрешение вертикальных стрипов (стандартное отклонение пика одной α -линии) составляет 20 кэВ. Фокальный детектор дополнен восемью боковыми односторонними кремниевыми детекторами площадью $60 \times 120 \text{ мм}^2$ каждый, что позволяет повысить эффективность регистрации полной энергии α -частицы до 80 %.

Калибровка детекторов осуществлялась по энергиям α -частиц продуктов реакции $^{215}\text{Yb}(^{48}\text{Ca}, 3-5n)^{215-217}\text{Th}$. Спектр α -частиц от распадов этих ядер и их дочерних продуктов хорошо изучен, при этом максимальная энергия равна 9.26 МэВ для ^{217}Th , что достаточно близко к энергиям α -частиц от распадов сверхтяжёлых ядер. Используемые для калибровки детекторов значения энергий показаны в таблице 1.

Таблица 1. Используемые для калибровки энергии α -частиц.

Изотоп	^{210}Rn	^{208}Rn	^{212}Rn	^{212}Ra	^{214}Ra	^{216}Th	^{215}Ra	^{217}Th
Энергия, кэВ	6041±3	6140.1±1.7	6264±3	6899.2±1.7	7137±3	7921±5	8700±5	9260±4

Вторая глава посвящена результатам экспериментов. Первая серия экспериментов проходила в период с ноября 2020 по февраль 2021 [A1; A4] В таблице 2 приведены условия эксперимента, количество зарегистрированных цепочек распада ядер, отнесённых к продуктам испарения 3 и 2 нейтронов из составного ядра ^{291}Mc ($3n / 2n$), и вычисленные сечения данных каналов реакции.

Таблица 2. Толщина мишени из ^{243}Am , лабораторные энергии ^{48}Ca в середине слоя мишени, результирующие интервалы энергии возбуждения (с использованием таблиц масс [11; 12]), суммарные дозы пучка, числа наблюдаемых цепочек распада, отнесенных к ^{288}Mc ($3n$) и ^{289}Mc ($2n$), и сечения их образования.

Толщина мишени (мг/см ²)	$E_{\text{лаб}}$ (МэВ)	E^* (МэВ)	Доза пучка×10 ¹⁸	Число цепочек $3n / 2n$	σ_{3n} (пб)	σ_{2n} (пб)
0.36	243.9	35.5-37.8 ^a	8.0	30 / 5	9.8 ^{+2.6} _{-2.1}	1.6 ^{+1.2} _{-0.7}
0.38	240.9	33.1-35.2 ^a	2.2	16 / 1	17.1 ^{+6.3} _{-4.7}	1.1 ^{+2.5} _{-0.9}
0.38	239.1	31.5-33.6 ^a	2.3	9 / 0	9.9 ^{+5.1} _{-3.4}	<2.1

^a Массы Маерса и Святецкого были использованы в данной работе и наших предыдущих статьях. Энергии возбуждения могут отличаться на несколько МэВ, если используются более поздние предсказания.

Всего было зарегистрировано 55 новых цепочек распада ^{288}Mc , и 6 цепочек отнесены нами к ^{289}Mc .

Для сравнения трансмиссий DGFRS и DGFRS-2 рассмотрим результаты экспериментов при одной энергии возбуждения $E^* \approx 36$ МэВ, приведённые в таблице 3.

Таблица 3. Сравнение сепараторов DGFRS и DGFRS-2. Указаны названия сепараторов, толщина мишени из ^{243}Am , лабораторные энергии ^{48}Ca в середине слоя мишени, результирующие интервалы энергии возбуждения, суммарные дозы пучка, числа наблюдаемых цепочек распада ^{288}Mc и ^{289}Mc и их суммарные выходы в относительных единицах.

Сепаратор	Толщина мишени, мг/см ²	$E_{\text{лаб}}$, МэВ	E^* , МэВ	Доза пучка, 10 ¹⁸	Число цепочек ^{288}Mc	Число цепочек ^{289}Mc	Выход ядер
DGFRS ^a	0.37	243.4	34.0-38.3	3.3	6	0	1
DGFRS-2	0.36	243.9	35.5-37.8	8.0	30	5	2.3±0.2

^a Данные взяты из работ [A5; 13].

Эти эксперименты были проведены на двух сепараторах с использованием мишеней с одинаковой толщиной (см. таблицу 2 и работы [A5; 13]) и близкой энергией пучка ^{48}Ca . Если принять относительный выход ядер Mc на сепараторе DGFRS, определенный как число синтезированных ядер на толщину мишени и дозу пучка, за 1, то тогда выход изотопов Mc на новом сепараторе DGFRS-2 оказывается примерно в 2.3 раза выше.

Основываясь на результатах [14], где был зарегистрирован α -распад ^{270}Db ($N = 165$) с периодом полураспада 1 ч, и предположении о сходстве свойств распада изотопов с $N = 163$ и $N = 165$, основанном на близкой энергии α -распадов ядер с таким числом нейтронов, после онлайн-регистрации десяти цепочек распада ^{288}Mc - ^{272}Bh мы увеличили интервал выключения пучка до 3–4 ч. Во время этих остановок мы не наблюдали α -частиц с $E_\alpha = 7\text{--}9$ МэВ, что можно ожидать для α -распада ^{268}Db , в тех же стрипах фокального детектора, где наблюдались распады ^{288}Mc .

Мы также искали α -распады ^{268}Db , после чего наблюдалось бы деление ^{264}Lr с относительно коротким периодом. Мы выбрали те цепочки распада ^{288}Mc , в которых α -подобные события с $E_\alpha = 7\text{--}10$ МэВ были зарегистрированы между распадами ^{272}Bh и спонтанным делением (50 цепочек из 55). Распределение энергий всех α -подобных событий в зависимости от времени их обнаружения относительно времени регистрации деления в цепочках (время деления взято за точку отсчета) показано на Рис. 4(а).

Как можно видеть, в интервале времени от -10 до 0 ч и $E_\alpha = 7.6\text{--}8.0$ МэВ наблюдается повышенная концентрация событий, предшествующих делению, что указывает на их неслучайное происхождение. На рисунке 4(б) показано распределение событий $E_\alpha = 7.6\text{--}8.0$ МэВ по времени. Распределение энергии событий, зарегистрированных во временном интервале за 10 ч до SF, показано на рисунке 4(в). Виден пик в диапазоне 7.6–8.0 МэВ. На рисунке 4(д) представлен спектр α -подобных событий, зарегистрированных во время всех трех экспериментов. На нем видны пики ядер, которые остались в детекторе после калибровочных экспериментов, например, ^{211}Po ($E_\alpha = 7.45$ МэВ). Неслучайная природа пика с 7.6–8.0 МэВ также ясна из этого спектра. Например, вероятность наблюдения 14 событий в пике при фоновом уровне около 1 за 5 часов меньше 10^{-11} . Энергетический диапазон 7.6–8.0 МэВ находится в хорошем согласии с тем, что можно было бы ожидать для ^{268}Db из таблиц масс [12], а также с энергией 7.9 МэВ, приписываемой ^{270}Db в работе [13]. Основываясь на этом, мы отнесли этот α -распад к ^{268}Db . В этом случае спонтанное деление относится к новому изотопу ^{264}Lr . Кривая распада ^{268}Db показана на рисунке 4(г). Периоды полураспада ^{268}Db и ^{264}Lr составили 16_{-4}^{+6} ч и $4.8_{-1.3}^{+2.2}$ ч соответственно, ветвь α -распада ^{268}Db составила 51_{-12}^{+14} %.

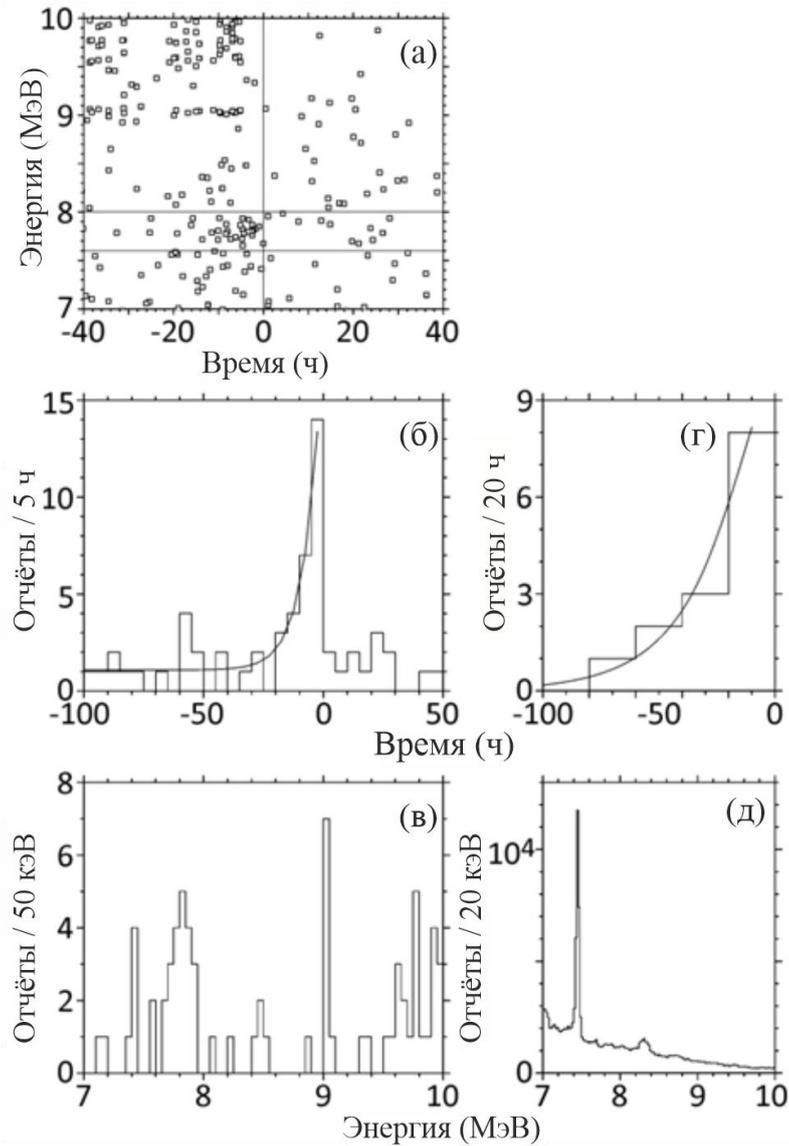


Рисунок 4. Распределение энергии α -подобных событий в зависимости от времени их обнаружения относительно времени регистрации SF (а), распределение по времени событий с $E_{\alpha} = 7.6\text{--}8.0$ МэВ (б) и распределение по энергии событий, зарегистрированных во временном интервале за 10 ч до SF (в). Большая часть событий с $E_{\alpha} \geq 9$ МэВ происходит от α -распадов ^{272}Vh - ^{284}Nh [A1; A4]. На Рис. 5(г) показана кривая распада ^{268}Db ; см. текст. На рис. 5(д) представлен спектр α -подобных событий, зарегистрированных во время всех трех экспериментов (см. таблицу 2).

Всего зарегистрирована 61 новая цепочка распада изотопов Mc, измерены и уточнены свойства распада 9 изотопов в этих цепочках. Гистограммы с энергетическими и временными распределениями для изотопов из цепочек распада ^{288}Mc приведены на рисунке 5, а для изотопов из цепочек распада ^{289}Mc – на рисунке 6. Все полученные данные хорошо согласуются с результатами прошлых экспериментов.

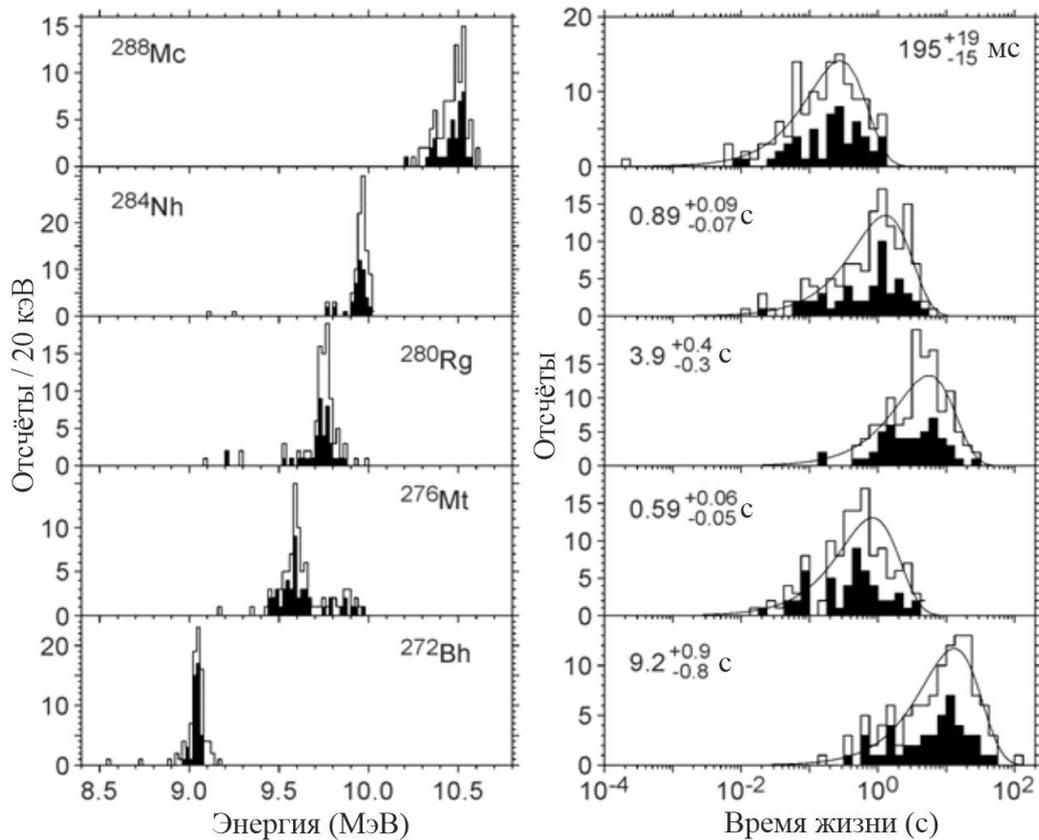


Рисунок 5. Энергетические спектры α -частиц (левая панель) и распределения времен распада в логарифмическом масштабе (правая панель) для ядер ^{288}Mc и дочерних ядер, для которых наблюдался α -распад. События, происходящие от ^{288}Mc , наблюдаемые в [A1], и совокупность ранее известных и новых данных показаны полными и открытыми гистограммами соответственно. Для спектров α -частиц были выбраны события с энергетическим разрешением ≤ 40 кэВ (FWHM < 95 кэВ). Для распределения времен распада были отобраны только распады, в которых был зарегистрирован распад ближайшего предшественника. Плавные кривые представляют собой временные распределения для экспоненциальных распадов, рассчитанные для периодов полураспада $T_{1/2}$, показанных на рисунках, которые были извлечены из всех известных данных.

Вторая серия экспериментов проходила в период с ноября по декабрь 2021 года, а третья в феврале 2022 года [A2; A4]. В таблице 4 приведены условия эксперимента, количество зарегистрированных цепочек распада ядер, отнесённых к продуктам испарения 2-5 нейтронов из составного ядра ^{291}Mc ($2-5n$), и вычисленные сечения данных каналов реакции.

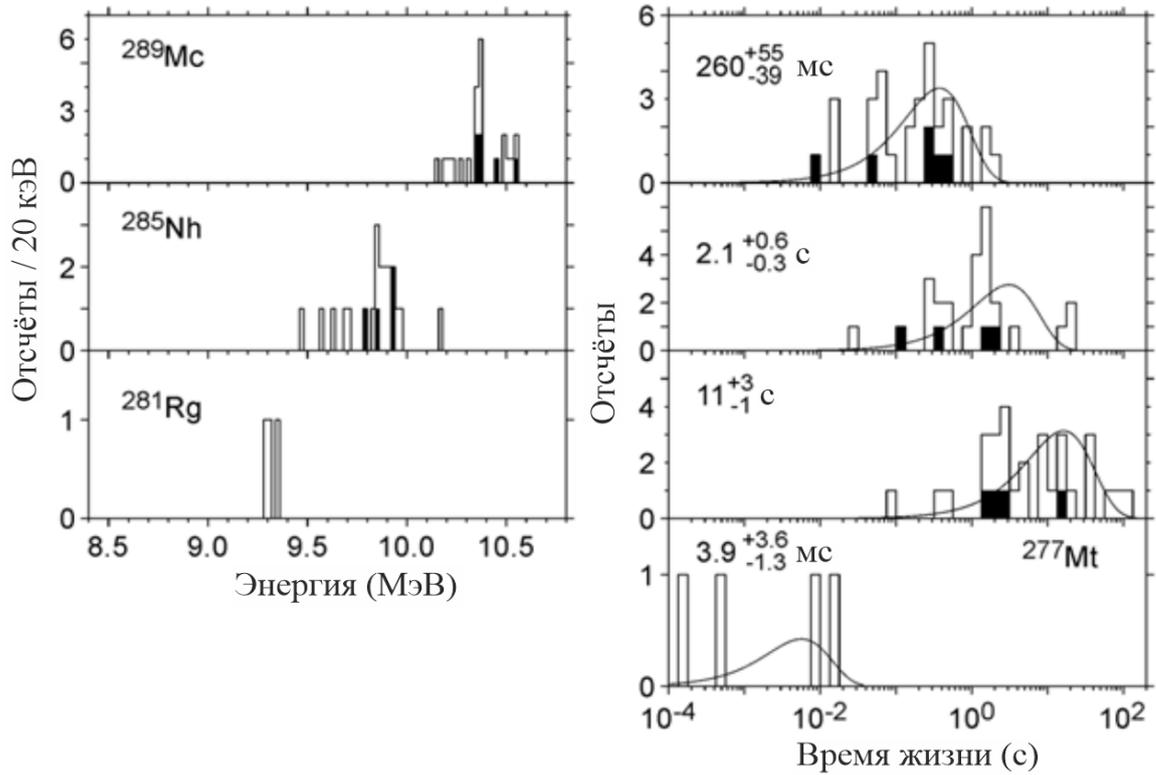


Рисунок 6. Энергетические спектры α -частиц (левая панель) и распределения времен распада в логарифмическом масштабе (правая панель) для ^{289}Mc и дочерних ядер. События, происходящие от ^{289}Mc , наблюдаемые в [A1], и совокупность ранее известных и новых данных показаны полными и открытыми гистограммами соответственно. Для спектров α -частиц были выбраны события с энергетическим разрешением ≤ 40 кэВ ($\text{FWHM} < 95$ кэВ). Для распределений времен распада были отобраны только распады, в которых был зарегистрирован распад ближайшего предшественника. Плавные кривые представляют собой временные распределения для экспоненциальных распадов, рассчитанные для периодов полураспада $T_{1/2}$, показанных на рисунках, которые были извлечены из всех известных данных. Отметим, основным типом распада ^{281}Rg является спонтанное деление.

Таблица 4. Лабораторные энергии ^{48}Ca в середине слоя мишени, соответствующие интервалы энергии возбуждения (с использованием таблиц масс [11; 12]), полные дозы пучка, числа наблюдаемых цепочек распада, отнесенных к ^{289}Mc ($2n$), ^{288}Mc ($3n$), ^{287}Mc ($4n$) и ^{286}Mc ($5n$), и сечения их образования.

$E_{\text{лаб}}$ (МэВ)	E^* (МэВ)	Доза пучка $\times 10^{18}$	Число цепочек $2n/3n/4n/5n$	σ_{2n} (пб)	σ_{3n} (пб)	σ_{4n} (пб)	σ_{5n} (пб)
242.2	34.0-36.3	9.2	4 / 52 / 2 / 0	$1.2^{+1.0}_{-0.6}$	$15.^{+5.}_{-3}$	$0.6^{+0.7}_{-0.4}$	
250.8	41.3-43.5	2.0	0 / 3 / 1 / 0		$4.1^{+4.2}_{-2.3}$	$1.4^{+3.2}_{-1.2}$	
259.1	48.2-50.4	5.0	0 / 0 / 1 / 1			$0.5^{+1.3}_{-0.4}$	$0.5^{+1.3}_{-0.4}$

Всего было зарегистрировано 55 новых цепочек распада ^{288}Mc , 4 цепочки, отнесенных нами к ^{289}Mc , 4 новых цепочки распада ^{287}Mc , в одной из которых впервые наблюдалось спонтанное деление ^{279}Rg и 1 цепочка распада нового сверхтяжёлого изотопа ^{286}Mc .

Вычисленные по итогам трёх серий экспериментов сечения $2-5n$ испарительных каналов реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ приведены на рисунке 7.

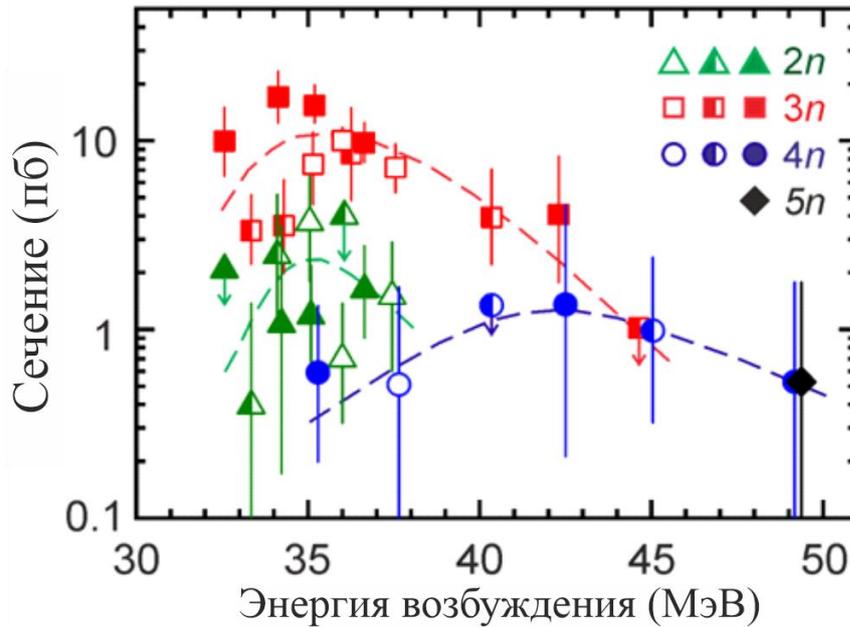


Рисунок 7. Сечения $2n$ -, $3n$ -, $4n$ - и $5n$ -испарительных каналов реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$. Вертикальные значения ошибок соответствуют полным неопределенностям. Символы со стрелками показывают верхние границы сечения. Данные показаны открытыми (из работы [15]), полузакрытыми (из работ [13; 16 - 18]) и закрытыми символами [A1; A2]. Сечения ядер, наблюдавшихся на BGS при $E^*=36$ МэВ [19] и отнесенных нами к $2n$ - и $3n$ -испарительным каналам, указаны произвольно. В [19] было опубликовано 46 цепочек; продолжительность распадов трех из них значительно короче, чем у цепочек, которые предположительно были отнесены авторами к ^{288}Mc . Поскольку сечение реакции не приведено в [19], мы приравняли сечение для 43 длинных цепочек 10 пб, а для остальных трех 0.7 пб ($10 \cdot 3/43$). Пунктирные линии, проходящие через данные, нарисованы для наглядности.

Максимальное сечение $3n$ канала, составившее $17.1^{+6.3}_{-4.7}$ пб, оказалось в два раза больше значения, измеренного ранее при энергии возбуждения 34–38 МэВ в [18]. Кроме того, максимум, по-видимому, смещен в сторону более низкой энергии возбуждения 34 МэВ. Несколько более низкие значения сечения образования ^{288}Mc при 32.0–36.4 и 31.4–36.2 МэВ могут быть связаны с завышением толщины мишеней, доз пучка и/или трансмиссии сепаратора в работе [18].

Сечение реакции $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca}, 5n)^{286}\text{Mc}$ было измерено впервые для реакций ^{48}Ca с мишенными ядрами с нечетным Z и составило $0.5^{+1.3}_{-0.4}$ пб при $E^* = 49$ МэВ (Рис. 7). Эта величина близка к значениям, измеренным в реакциях $^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 5n)^{287}\text{Fl}$ ($1.1^{+2.6}_{-0.9}$ пб при $E^*=53$ МэВ) [20] и $^{242}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 5n)^{285}\text{Fl}$ ($0.6^{+0.9}_{-0.5}$ пб при $E^* = 50$ МэВ [21]).

Интересно отметить, что во всех этих реакциях наблюдаются каналы с испарением от 2-3 до 5 нейтронов из возбужденных ядер, а сечение $5n$ канала хотя и ниже, но находится в пределах двух порядков величины от максимумов сечений слияния-испарения. Тот факт, что сечение $5n$ канала отличается меньше чем на 2 порядка от максимума сечения реакции слияния-испарения, может указывать на относительно высокую вероятность выживания сверхтяжелого составного

ядра, образованного при слиянии ^{48}Ca с актинидными ядрами, в процессе снятия возбуждения, которая в значительной степени определяется барьерами деления ядер.

Всего в трёх сериях экспериментов были зарегистрированы 125 новых цепочек распада изотопов Mc, исследованы и уточнены свойства 22 изотопов в цепочках распада $^{286-289}\text{Mc}$. Суммарные спектры энергий α -частиц приведены на рисунке 8.

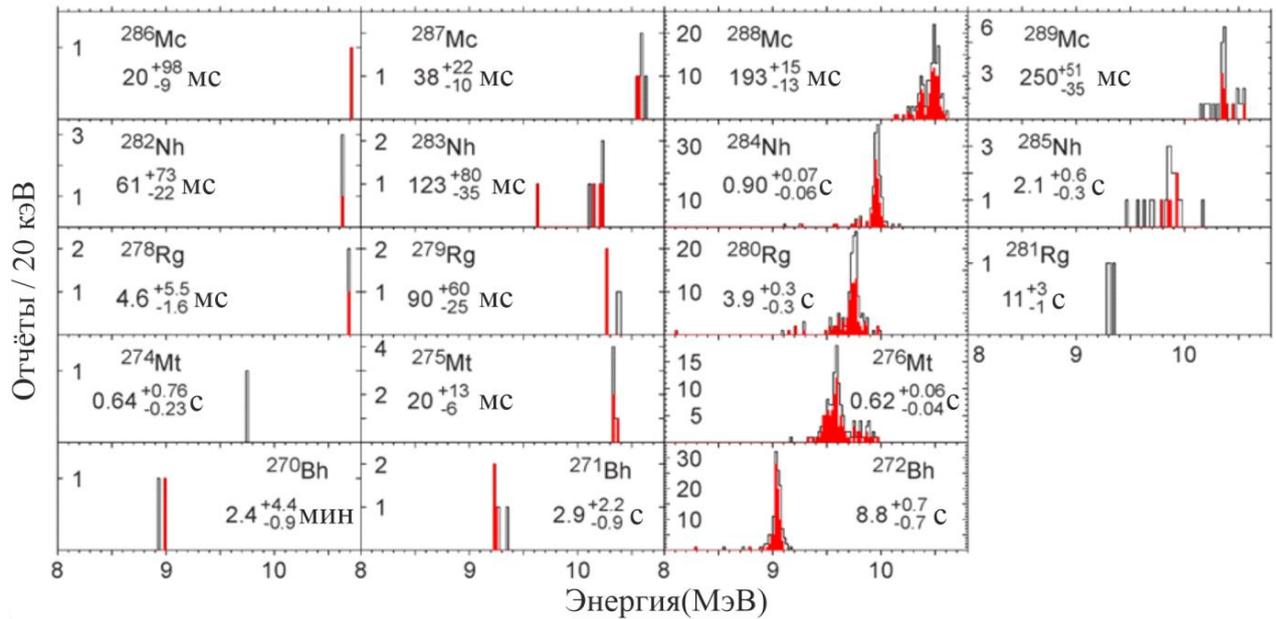


Рисунок 8. Энергетические спектры α -частиц $^{286-289}\text{Mc}$ и их дочерних ядер. События, наблюдавшиеся во всех трёх сериях экспериментов, а также совокупность ранее известных и новых данных показаны закрытыми (красными) и открытыми гистограммами соответственно. Значения шкалы по оси Y начинаются с нуля.

Третья глава посвящена сравнению парциальных периодов полураспада спонтанного деления ^{264}Lr , ^{268}Db и ^{279}Rg , измеренных впервые в данных исследованиях, наряду с уточненными значениями для изотопов $^{266,267}\text{Db}$, ^{281}Rg , ^{285}Nh , а также ранее известными данными для ^{266}Lr , ^{270}Db , ^{277}Mt и ядер с четным Z $^{286,287}\text{Fl}$, $^{282-284}\text{Cn}$, $^{279-281}\text{Ds}$, $^{275,277}\text{Hs}$, ^{271}Sg , $^{265,267}\text{Rf}$ с восемью теоретическими предсказаниями. Показано, что расчеты T_{SF} , основанные на макромикроскопических моделях, которые были опубликованы около четверти века тому назад, по-прежнему воспроизводят экспериментальные данные для ядер, полученных в реакциях с ^{48}Ca , лучше, чем более поздние самосогласованные модели, хотя самосогласованные модели основаны на более реалистичных эффективных взаимодействиях.

Экспериментальные парциальные периоды полураспада спонтанного деления, а также результаты расчетов в рамках макромикроскопической модели [22] показаны на Рис. 9. Результаты расчетов для четно-четных изотопов ^{280}Ds , $^{282,284}\text{Cn}$ и ^{286}Fl хорошо согласуются с экспериментальными данными. Завышенные значения T_{SF} для ядер с нечетными N и/или Z обусловлены факторами запрета.

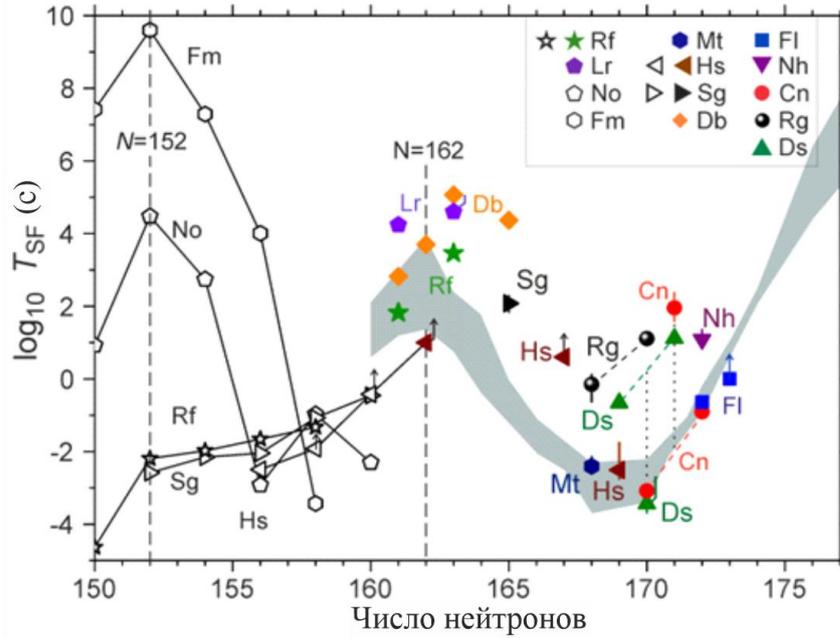


Рисунок 9. Десятичный логарифм парциального периода полураспада спонтанного деления [$\log_{10}(T_{SF} [c])$] в зависимости от числа нейтронов для изотопов элементов с $Z = 100-114$. Область периодов полураспада четно-четных изотопов с $Z = 104-110$, $N = 160-164$ и $Z = 110-114$, $N = 164-177$, предсказанная в [22], выделена серым цветом. Парциальные периоды полураспада ядер, образующихся в реакциях ^{48}Ca с ядрами актинидных элементов, показаны закрытыми символами.

В четвёртой главе рассматривается $p\alpha$ -канал реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ и электронный захват в ядрах ^{288}Mc и ^{284}Nh . EC/β^+ распад нечетных по Z ядер (Mc , Nh) ведет к изотопам более легких элементов с четным Z (Fl , Cn и т.д.). Эти же изотопы могли бы образовываться, если вместе с испарением нейтронов из возбужденного ядра одновременно вылетает и протон – $p\alpha$ канал реакции.

До настоящего времени во всей серии экспериментов по исследованию сверхтяжелых элементов ни EC/β^+ распад ядер, ни $p\alpha$ канал не наблюдался ни в одной реакции.

В данных экспериментах мы зарегистрировали 110 новых цепочек распада ^{288}Mc . Вместе с результатами предшествующих опытов число цепочек распада этого ядра достигло примерно 210. Однако в этом и предыдущих экспериментах цепочка распада $\text{ER}-^{288}\text{Mc}$ (EC/β^+ , $T_{1/2} = 0.2$ с)– ^{288}Fl ($E_\alpha = 9.9$ МэВ, $T_{1/2} = 0.7$ с)– ^{284}Cn (SF , $T_{1/2} = 0.1$ с), а именно, продукта захвата электронов или β^+ распада ^{288}Mc или канала $p2n$ реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ не наблюдалась. Исходя из этого, мы можем сделать вывод, что вероятность EC не превышает примерно 0.5 % для ^{288}Mc , а сечение канала $p2n$ реакции не превышает $1/200$ сечения $3n$ канала ($\lesssim 0.1$ пб).

В этой работе [A2; A4] получена оценка периодов полураспада EC/β^+ в рамках независимого приближения квазичастиц на основе функционалов плотности энергии Скирма SLy4 и SkO . Результаты вычислений приведены в таблице 4.

Таблица 4. Периоды полураспада EC/β^+ для ядер ^{288}Mc и ^{284}Nh из расчётов [A2; A4; 23].

T_{EC/β^+}	SLy4	SkO	Расчёты Карпова и Загребая
^{288}Mc	1.1×10^3 с	1.0×10^2 с	4.5 с
^{284}Nh	9.9×10^2 с	2.0×10^2 с	7 с

Также были вычислены периоды полураспада EC/β^+ изотопов Mc и Nh, а также Rg, Mt и Bh путём аппроксимации экспериментальных данных по нечётно-нечётным и нечётным по A ядрам формулой, предложенной в работе [24]. Отношения этих периодов к измеренным в экспериментах периодам полураспада T_α изображены на рисунке 10.

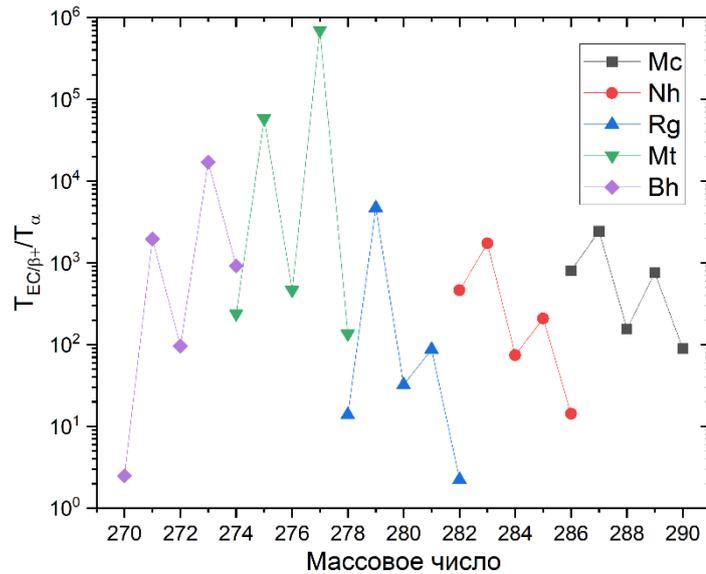


Рисунок 10. Отношение периодов полураспада T_{EC/β^+} к экспериментальным значениям T_α для изотопов Mc, Nh, Rg, Mt и Bh.

Всё вышесказанное позволяет заключить, что вероятности наблюдения p_{xn} -канала реакции $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ и электронного захвата в ядрах ^{288}Mc и ^{284}Nh очень малы.

Пятая глава посвящена вычислению средних зарядов ионов Mc, Ds, Lv, а также ионов Th при больших скоростях. Вычисление точного среднего заряда ядер отдачи является важнейшей задачей при подготовке к эксперименту по синтезу сверхтяжёлых ядер на газонаполненных сепараторах. В работе [A3] набор известных на тот момент экспериментальных данных был аппроксимирован 9 формулами, состоявшими из 3 вариантов линейной зависимости среднего заряда от скорости и 3 вариантами оболочечных поправок. Критерием отбора послужила величина стандартного отклонения экспериментальных зарядов от расчётных. В конечном итоге было отобрано две аппроксимации с наименьшими отклонениями.

Однако значения измеренных в реакции $^{164}\text{Dy}(^{54}\text{Cr}, xn)^{218-x}\text{Th}$ зарядов ионов Th при скоростях больше тех, которые были измерены ранее на сепараторах DGFRS и DGFRS-2 (при $v/v_0 \times Z^{0.1224} > 5$ на рисунке 11(a) и $v/v_0 \times Z^{1/3} > 13$ на рисунке 11(b)), оказались выше расчётных

значений по аппроксимациям из работы [А3] на 3-6%. Систематики из работы [А3] были скорректированы с учётом расширенного набора данных и приведены на рисунке 11.

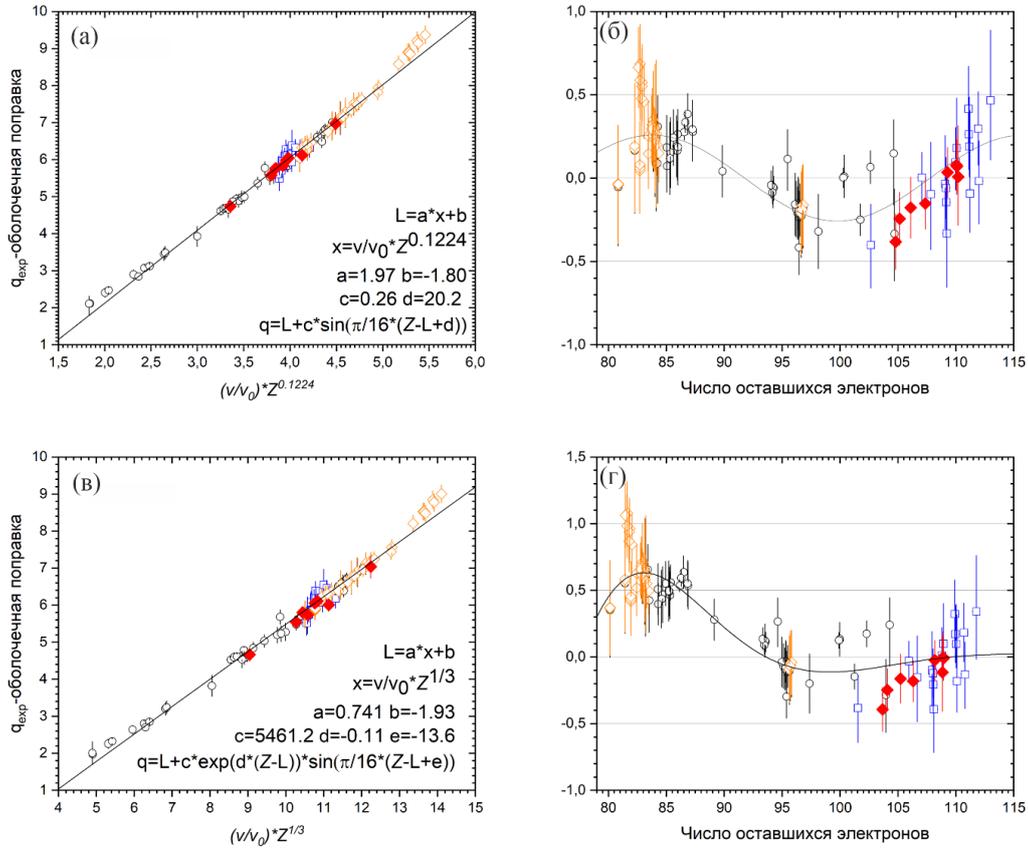


Рисунок 11. (а) Экспериментальные средние заряды q_{exp} ионов с Z от 86 до 118 с вычитанием поправки $c \cdot \sin[\pi/16(Z-L+d)]$ в зависимости от $x = v/v_0 \cdot Z^{0.1224}$. (б) Амплитуда оболочечной поправки $q_{exp} - (a \cdot v/v_0 \cdot Z^{0.1224} + b)$. (в) То же самое, что на рис.11(а), но для $x = v/v_0 \cdot Z^{1/3}$ и оболочечных поправок $c \cdot \exp[d \cdot (Z-L)] \cdot \sin[\pi/16(Z-L+e)]$. (г) То же самое, что на рис. 11(б), но для оболочечной поправки $q_{exp} - (a \cdot v/v_0 \cdot Z^{1/3} + b)$. Заряды ионов с $Z = 86, 88, 90$ и 102 , полученные на DGFRS-2, включая новые результаты опытов с ^{54}Cr , показаны оранжевыми открытыми ромбами. Заряды ионов Ds, Cn, Fl, Mc и Lv на DGFRS-2 отмечены красными закрытыми ромбами.

Новые формулы заметно лучше воспроизводят экспериментальные заряды легких ионов с $Z = 86, 88$ и 90 и относительно высокой скоростью по сравнению с формулами из работы [А3] и позволяют получать более надежные предсказания средних зарядов ионов сверхтяжелых элементов.

В заключении сформулированы основные результаты экспериментов, изложенные в диссертации.

Заключение

Проведено три серии экспериментов по синтезу и изучению продуктов реакции $^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},xn)^{291-x}\text{Mc}$ при нескольких энергиях пучка ^{48}Ca на новом сепараторе DGFRS-2, что стало первым опытом по синтезу ядер сверхтяжёлых элементов на Фабрике Сверхтяжёлых Элементов ЛЯР ОИЯИ. Перечислим основные результаты:

1. Всего было зарегистрировано 125 новых цепочек распада изотопов Mc, из них 110 отнесены к ^{288}Mc , 10 к ^{289}Mc , 4 к ^{287}Mc .
2. Был открыт новый сверхтяжёлый изотоп ^{286}Mc . Период его полураспада составил 20_{-9}^{+98} мс, энергия α -частицы 10.71 ± 0.02 МэВ.
3. Впервые зарегистрирован α -распад ^{268}Db и изучены его свойства: период полураспада составил 16_{-4}^{+6} ч, ветвь для α -распада ^{268}Db 51_{-12}^{+14} %.
4. Был открыт новый спонтанно делящийся изотоп ^{264}Lr и измерен его период полураспада, составивший $4.8_{-1.3}^{+2.2}$ ч.
5. Впервые зарегистрировано спонтанное деление ^{279}Rg . Парциальные периоды полураспада составили $T_{\alpha} = 0.10_{-0.03}^{+0.08}$ с и $T_{\text{SF}} = 0.7_{-0.5}^{+0.7}$ с, ветвь для α -распада мы оценили в 87_{-19}^{+5} %.
6. Впервые измерено сечение $5n$ -испарительного канала реакции, его значение $0.5_{-0.4}^{+1.3}$ пб.
7. Измерены и уточнены свойства распада 22 изотопов из цепочек распада $^{286-289}\text{Mc}$.
8. Измеренное сечение $3n$ -испарительного канала реакции оказалось в два раза больше ранее измеренного значения и составило $17.1_{-4.7}^{+6.3}$ пб.
9. Показано, что трансмиссия сепаратора DGFRS-2 в два раза больше трансмиссии DGFRS и составляет примерно 60 %.
10. Измерен заряд ионов Mc, составивший 6.04 ± 0.16 и 6.10 ± 0.16 для двух разных давлений газа и скоростей ионов. Исследована зависимость величины заряда от скорости и Z иона, получена новая аппроксимация с учётом данных из результатов экспериментов по синтезу ядер в реакциях $^{232}\text{Th}(^{48}\text{Ca},4-5n)^{275,276}\text{Ds}$, $^{238}\text{U}(^{40}\text{Ar},5n)^{273}\text{Ds}$, а также $^{164}\text{Dy}(^{54}\text{Cr},2-4n)^{214-216}\text{Th}$ и $^{238}\text{U}(^{54}\text{Cr},4n)^{288}\text{Lv}$.

В заключение хочу выразить свою безграничную благодарность научному руководителю Утенкову В.К. за постоянные помощь, внимание, наставление и комментарии при выполнении данной работы.

Благодарю коллективы сектора №1 ЛЯР ОИЯИ и ускорителя DC-280 за помощь в проведении экспериментов. Благодарю дирекцию ЛЯР ОИЯИ за предоставленную возможность работать и принимать участия в исследованиях.

Список публикаций автора по теме диссертационной работы

- A1. Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov, **N.D. Kovrizhnykh** et al., *First experiment at the Super Heavy Element Factory: High cross section of ^{288}Mc in the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ reaction and identification of the new isotope ^{264}Lr* // Physical Review C 106, L031301 (2022).
- A2. Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov, **N.D. Kovrizhnykh** et al., *New isotope ^{286}Mc produced in the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ reaction* // Physical Review C 106, 064306 (2022).
- A3. Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov, D.I. Solov'yev, F.Sh. Abdullin, S.N. Dmitriev, D. Ibadullayev, M.G. Itkis, **N.D. Kovrizhnykh** et al., *Average charge states of heavy ions in rarefied hydrogen* // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 1048, 167978 (2023).
- A4. **N.D. Kovrizhnykh**, Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov et al., *First Experiment at the Super Heavy Element Factory: New Data from the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ Reaction* // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics 87, 8, 1098, (2023).
- A5. Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov, A.G. Popeko, F.Sh. Abdullin, S.N. Dmitriev, D. Ibadullayev, M.G. Itkis, **N.D. Kovrizhnykh** et al., *DGFRS-2 –A gas-filled recoil separator for the Dubna Super Heavy Element Factory* // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 1033 (2022) 166640.

Список литературы

- [1] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, *Nuclear masses and deformations* // Nucl. Phys. 81, 1 (1966).
- [2] A. Sobiczewski, F.A. Gareev, B.N. Kalinkin, *Closed shells for $Z \geq 82$ and $N \geq 126$ in a diffuse potential well* // Phys. Lett. 22, 500 (1966).
- [3] H. Meldner, *Predictions of new magic regions and masses for super-heavy nuclei from calculations with realistic shell model single particle Hamiltonians* // Ark. Fys. 36, 593 (1967).
- [4] S.G. Nilsson, J.R. Nix, A. Sobiczewski et al., *On the spontaneous fission of nuclei with Z near 114 and N near 184* // Nucl. Phys. A 115, 545 (1968).
- [5] U. Mosel, W. Greiner, *On the stability of superheavy nuclei against fission* // Z. Phys. 222, 261 (1969).
- [6] K. Subotic, Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov et al., *Evaporation residue collection efficiencies and position spectra of the Dubna gas-filled recoil separator* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 481, 71 (2002).
- [7] Yu.Ts. Oganessian and V.K. Utyonkov, *Superheavy nuclei from ^{48}Ca -induced reactions* // Nucl. Phys. A 944, 62 (2015).
- [8] G.G. Gulbekian, S.N. Dmitriev, M.G. Itkis et al., *Start-up of the DC-280 cyclotron, the basic facility of the factory of superheavy elements of the laboratory of nuclear reactions at the joint institute for nuclear research* // Phys. Part. Nucl. Lett. 16, 866 (2019).

- [9] G. Schiwietz and P. Grande, *Improved charge-state formulas* // Nucl. Instrum. Meth. B 175-177, 125 (2001).
- [10] H.-D. Betz, *Charge states and charge-changing cross sections of fast heavy ions penetrating through gaseous and solid media*, Rev. Mod. Phys. 44, 465 (1972).
- [11] M. Wang, G. Audi, F.G. Kondev et al., *The AME2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references* // Chin. Phys. C 41, 030003 (2017).
- [12] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, *Nuclear properties according to the Thomas-Fermi model* // Nucl. Phys. A 601, 141 (1996).
- [13] Yu.Ts. Oganessian, F.Sh. Abdullin, S.N. Dmitriev et al., *New Insights into the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ Reaction Products Previously Observed in the Experiments on Elements 113, 115, and 117* // Phys. Rev. Lett. 108, 022502 (2012).
- [14] J. Khuyagbaatar, A. Yakushev, Ch.E. Düllmann et al., *Fusion reaction $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$ leading to formation of the element Ts ($Z = 117$)*, Phys. Rev. C 99, 054306 (2019).
- [15] U. Forsberg, D. Rudolph, L.-L. Andersson et al., *Recoil- α -fission and recoil- α - α -fission events observed in the reaction $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$* // Nucl. Phys. A 953, 117 (2016).
- [16] Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov, Yu.V. Lobanov et al., *Experiments on the synthesis of element 115 in the reaction $^{243}\text{Am} (^{48}\text{Ca}, xn)^{291-x}115$* // Phys. Rev. C 69, 021601(R) (2004).
- [17] Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov, S.N. Dmitriev et al., *Synthesis of elements 115 and 113 in the reaction $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$* // Phys. Rev. C 72, 034611 (2005).
- [18] Yu.Ts. Oganessian, F.Sh. Abdullin, S.N. Dmitriev et al., *Investigation of the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ reaction products previously observed in the experiments on elements 113, 115, and 117* // Phys. Rev. C 87, 014302 (2013).
- [19] J.M. Gates, K.E. Gregorich, O.R. Gothe et al., *Decay spectroscopy of element 115 daughters: $^{280}\text{Rg} \rightarrow ^{276}\text{Mt}$ and $^{276}\text{Mt} \rightarrow ^{272}\text{Bh}$* // Phys. Rev. C 92, 021301(R) (2015).
- [20] Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov, Yu.V. Lobanov et al., *Measurements of cross sections for the fusion-evaporation reactions $^{244}\text{Pu} (^{48}\text{Ca}, xn)^{292-x}114$ and $^{245}\text{Cm} (^{48}\text{Ca}, xn)^{293-x}116$* // Phys. Rev. C 69, 054607 (2004).
- [21] P.A. Ellison, K.E. Gregorich, J.S. Berryman et al., *New Superheavy Element Isotopes: $^{242}\text{Pu} (^{48}\text{Ca}, 5n)^{285}114$* // Phys. Rev. Lett. 105, 182701 (2010).
- [22] Z. Łojewski and A. Staszczak, *Role of pairing degrees of freedom and higher multipolarity deformations in spontaneous fission process* // Nucl. Phys. A 657, 134 (1999).
- [23] A.V. Karpov, V.I. Zagrebaev, Y. Martinez Palenzuela et al., *Decay properties and stability of heaviest elements* // Int. J. Mod. Phys. E 21, 1250013 (2012).
- [24] Н.Н. Колесников и А.Г. Демин, *Энергии и периоды α и β -распада трансфермиевых ядер* // Министерство высшего и специального образования СССР, Редколлегия журнала

“Известия вузов МВ и ССО СССР”, серия “Физика”, Томск 1987, Производственно-издательский комбинат ВИНТИ (1987).