

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

*На правах рукописи*

**Богачев Алексей Анатольевич**

**Исследование деления, быстрого деления и квазиделения в  
реакциях с тяжелыми ионами, ведущими к образованию  
нейтронодефицитных  $^{180,190}\text{Hg}$  и  $^{184}\text{Pb}$**

1.3.15 - Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна – 2022

Работа выполнена в Лаборатории Ядерных Реакций им. Г. Н. Флерова  
Объединенного Института Ядерных Исследований

**Научный руководитель** – *Козулин Эдуард Михайлович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник*

**Официальные оппоненты** –

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединенного института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу: <https://dissertations.jinr.ru/ru/Dissertations/CalendarThesisDefenses>. С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Ученый секретарь диссертационного совета  
кандидат физико-математических наук

А. Г. Попеко

## Общая характеристика работы

### Актуальность работы.

Интерес к реакциям с тяжелыми ионами не угасает уже много десятилетий, так как это один из способов получения и изучения свойств новых элементов и изотопов ядер, в том числе находящихся довольно далеко от линии стабильности. На сегодняшний день процесс полного слияния взаимодействующих ядер является единственным способом получения новых сверхтяжелых элементов.

При взаимодействии тяжелых ядер процесс полного слияния конкурирует с другими возможными каналами реакции, такими как глубоко-неупругие передачи, быстрое деление и квазиделение. Эти механизмы характеризуются значительной передачей массы от одного ядра другому, а также существенной диссипацией энергии. Основными измеряемыми характеристиками процессов слияния-деления, квазиделения, быстрого деления и глубоко-неупругих передач являются массовые, энергетические и угловые распределения образующихся фрагментов. Выделение событий одного из возможных каналов реакции и изучение их характеристик из общего числа всех делительноподобных продуктов является сложной, но вместе с тем очень важной задачей физики ядерных реакций с тяжелыми ионами.

Несмотря на достигнутый в последние два десятилетия экспериментальный и теоретический прогресс в понимании механизмов реакций с тяжелыми ионами, до сих пор существует много вопросов, не имеющих однозначных ответов. Даже в понимании процесса деления, исследования которого продолжаются уже более 80 лет, нет полной ясности. Известно, что на формирование осколков деления существенное влияние оказывают оболочечные эффекты, что приводит к асимметричному массовому распределению осколков деления актинидных ядер. Доактинидные ядра делятся преимущественно симметрично. Однако экспериментально у ряда ядер, таких как  $^{180}\text{Hg}$ ,  $^{195}\text{Au}$ ,  $^{201}\text{Tl}$  и др., помимо симметричного деления была также обнаружена и асимметричная компонента. Особенно ярко это было показано на примере ядра  $^{180}\text{Hg}$ , в результате деления которой вместо ожидаемого сильно выраженного симметричного деления, обусловленного влиянием замкнутой нейтронной оболочки  $N=50$  в обоих фрагментах, было обнаружено сильно асимметричное, с наиболее вероятными массами легкого и тяжелого фрагментов 80 и 100 а.е.м. Это вызвало пересмотр современных представлений о процессе деления, особенно для доактинидной области ядер, где также характерно проявление процесса быстрого деления, возникающего вследствие сильного вращения составной системы, что наблюдается при высоких энергиях взаимодействия налетающего иона и ядра-мишени. На сегодняшний день нет четкого понимания свойств этого процесса, поскольку в нем проявляются как свойства процесса

слияния-деления, так и глубоко-неупругих передач. В процессе быстрого деления от одного ядра другому может передаваться значительное число нуклонов, что приводит к необходимости учитывать этот процесс наряду с квазиделением и реакциями многонуклонных передач, хотя сам процесс быстрого деления возможен только при определенных условиях входного канала.

Хорошо известно, что вероятность квазиделения в первом приближении определяется кулоновским параметром сталкивающихся ядер  $Z_1Z_2$ , и считается, что пороговое значение  $Z_1Z_2$  для проявления квазиделения для доактинидной области ядер составляет  $1450 \pm 100$  [1]. Однако экспериментально обнаружено, что в составных системах, подобных  $^{180}\text{Hg}$ , вклад процесса квазиделения может достигать до 60% от общего числа делительноподобных фрагментов реакции, и вероятнее всего, величина этого вклада зависит от свойств входного канала. Исследование процесса квазиделения в реакциях, ведущих к образованию доактинидных ядер, также является важной задачей современной ядерной физики.

### **Цель работы:**

1. Изучение асимметричного деления нейтронодефицитных изотопов ртути и свинца в зависимости от энергии возбуждения и нуклонного состава делящихся ядер.
2. Исследование влияния углового момента на массово-энергетические распределения фрагментов, образованных в реакции  $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Pb}$ .
3. Изучение влияния кулоновского параметра  $Z_1Z_2$  и массовой асимметрии входного канала на динамику взаимодействия ядер в реакциях с тяжелыми ионами, ведущих к образованию  $^{180}\text{Hg}$ .

**На защиту выносятся** следующие положения и результаты:

- Результаты измерений массово-энергетических распределений бинарных фрагментов, образующихся в реакциях  $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$  и  $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Sm}$  в широком диапазоне энергий взаимодействия.
- Результаты исследования свойств деления  $^{180,190}\text{Hg}$  и  $^{184}\text{Pb}$ , указывающих на определяющую роль протонных чисел  $Z \approx 36$  и  $Z \approx 46$  в формировании асимметричных осколков деления.
- Результаты анализа энергетических распределений осколков деления  $^{180,190}\text{Hg}$  и  $^{184}\text{Pb}$ , в котором установлено, что делительная мода при  $Z \approx 36$  характеризуется сильной деформацией делящегося ядра в точке разрыва, тогда как при  $Z \approx 46$  форма более компактна, по сравнению с жидкокапельной модой деления.

- Метод разделения процессов, разработанный на основе анализа двумерных массово-энергетических распределений фрагментов реакции, впервые примененный для разделения слияния-деления и быстрого деления.
- Результаты измерений массово-энергетических распределений фрагментов реакции  $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$  при энергии налетающего иона 300 МэВ.
- Полученная оценка вклада процесса квазиделения (~60%) в реакции с ионами  $^{68}\text{Zn}$  на основе сравнительного анализа массово-энергетических распределений фрагментов, образующихся в реакциях  $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$  и  $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ , ведущих к образованию  $^{180}\text{Hg}$  с энергией возбуждения  $\approx 50$  МэВ.

### Научная и практическая ценность работы.

При исследовании массово-энергетических распределений осколков деления возбужденных нейтронодефицитных ядер  $^{180,190}\text{Hg}$  и  $^{184,192,202}\text{Pb}$  было установлено, что протонные числа  $Z \approx 36$  и  $Z \approx 46$  оказывают существенное влияние на формирование фрагментов деления. Данный вывод подтверждается результатами анализа большой совокупности экспериментальных данных по делению ядер околосвинцовой области. Учет влияния оболочечных эффектов в области сферических ядер с  $Z=28$  и  $Z=50$ , а также схожих структурных эффектов у деформированных ядер с  $Z \approx 36$ ,  $Z \approx 46$  на процесс деления позволяет с хорошей точностью воспроизвести массовые распределения фрагментов деления нейтронодефицитных ядер рассматриваемой области нуклидов. Это заключение важно для понимания физики деления этой группы ядер, что позволит усовершенствовать теоретические модели, используемые для описания процесса деления.

Проведено разделение процессов слияния-деления и быстрого деления в зависимости от вносимого углового момента, что позволяет получать характеристики каждого из этих процессов в отдельности. Таким образом, впервые были получены массово-энергетические распределения фрагментов быстрого деления, образующихся в реакции  $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Sm}$ , а также определены их основные характеристики.

Изучение систем с параметром делимости  $\chi_{\text{CN}} \sim 0.7$  расширяют систематические исследования механизмов реакций с тяжелыми ионами и дают важную информацию для разработки теоретических моделей, обладающих более широкой универсальностью. Доминирование процесса квазиделения в реакции  $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$ , обнаруженное в данной работе, указывает на то, что имеющиеся критерии оценки вероятностей процессов недооценивают влияние асимметрии входного канала на механизмы реакций, ведущих к образованию составных систем с  $Z \approx 80$ .

### **Личный вклад автора.**

Автор принимал активное участие в экспериментах, направленных на измерение массово-энергетических распределений делительноподобных продуктов реакции и обработке экспериментальных данных. Автором была предложена и впервые применена методика разделения процессов реакции методом вычитания двумерных массово-энергетических распределений фрагментов. Кроме того, автор проявил высокую степень самостоятельности в анализе, обсуждении и трактовании полученных характеристик различных процессов, протекающих в исследуемых реакциях в зависимости от энергии взаимодействия.

**Достоверность и обоснованность** полученных результатов обеспечивается их качественным согласием с уже имеющимися экспериментальными данными по делению ядер свинцовой области, полученными другими научными группами. Отличительной чертой и преимуществом настоящих исследований является достаточно точное измерение, как массы, так и полной кинетической энергии продуктов реакций с помощью хорошо известной установки CORSET.

### **Апробация работы.**

Результаты диссертации докладывались на:

- “Investigation of binary processes in reactions  $^{36}\text{Ar}+^{144,154}\text{Sm}$  and  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$  leading to the formation of neutron-deficient  $^{180,190}\text{Hg}$  composite systems.”, LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", Санкт-Петербург, Россия, Октябрь 11-17, 2020.
- «Исследование процессов деления, квазиделения и быстрого деления в реакциях с тяжелыми ионами, ведущих к образованию нейтронодефицитных ядер околосвинцовой области», семинар ЛЯР ОИЯИ, 25 марта 2021 г.
- «Исследование процессов деления, квазиделения и быстрого деления в реакциях с тяжелыми ионами, ведущих к образованию нейтронодефицитных изотопов  $^{180,190}\text{Hg}$  и  $^{184}\text{Pb}$ », семинар ЛЯР ОИЯИ, 31 марта 2022 г.

## Содержание работы

**Во введении** сформулирована цель исследований, их актуальность и научная новизна, а также определена практическая значимость полученных результатов, личный вклад автора и положения, выносимые на защиту.

**Первая глава** посвящена обзору процессов, протекающих в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях вблизи и выше кулоновского барьера. Основное внимание уделено процессам слияния-деления, квазиделения и быстрого деления, а также приводятся экспериментальные результаты по изучению деления нейтронодефицитных ядер, полученные ранее другими исследователями.

**Во второй главе** приводится небольшой обзор по существующим экспериментальным методам исследования механизмов реакций, обосновывается выбранный метод измерения, описывается установка, с помощью которой были проведены измерения – двухплечевой времяпролетный спектрометр CORSET, подробно описывается процедура калибровки времяпролетного тракта спектрометра, состоящего из стартового и стопового детекторов на основе микроканальных пластин, а также энергетического тракта (сборки из полупроводниковых детекторов) для измерения энергии фрагментов.

Спектрометр CORSET (CORrelation SETup) был создан в Лаборатории Ядерных Реакций им. Г. Н. Флерова для измерения свойств фрагментов, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. Установка CORSET представляет из себя многоплечевой времяпролетный спектрометр, обладающий широким спектром возможностей с точки зрения регистрации

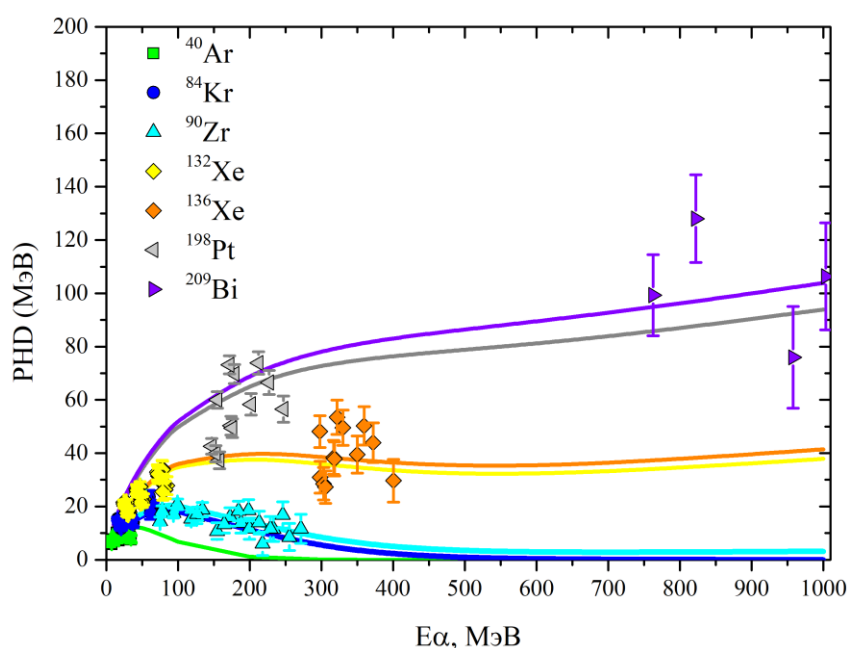


Рис. 1. Зависимость амплитудного дефекта РНД от энергии, определенной с помощью  $\alpha$ -калибровки.

продуктов реакций. Наиболее часто применяется двухплечевая комбинация спектрометра, позволяющая регистрировать одновременно оба фрагмента бинарного процесса. Исходя из поставленной задачи, с помощью спектрометра могут быть реализованы разные методики измерений, а именно:

- 1). 2V-методика, в которой измеряются только времена пролета двух фрагментов

реакции; и 2). V-E методика, в которой помимо времени пролета каждого фрагмента измеряется также и его энергия.

На сегодняшний день установка CORSET позволяет исследовать не только бинарный канал с полной передачей импульса, но также изучать процессы, в которых могут образовываться три фрагмента, такие как: тройное деление ядер; последовательное деление; образование трех кластеров при распаде двойной ядерной системы, образованной в реакциях с тяжелыми ионами. В этой модификации каждое плечо спектрометра состоит из стартового и стопового детекторов с электростатическими зеркалами для измерения времени пролета (ToF) фрагмента и сборки из полупроводниковых детекторов (ППД), измеряющих его энергию.

Для определения амплитудного дефекта ППД были проведены специальные исследования в ЛЯР ОИЯИ на ускорителе ИЦ-100 на пучках ионов  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{132}\text{Xe}$ , а также использовались измерения упруго рассеянных ионов в разных экспериментах на ускорителе У-400 ( $^{40,48}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{198}\text{Pt}$  и  $^{209}\text{Bi}$ ). На рис. 1 показаны полученные зависимости амплитудного дефекта (PHD) для разных ионов в зависимости от энергии иона, определенной по калибровке  $\alpha$ -источником. Как видно из рис. 1, величина амплитудного дефекта может достигать 100 МэВ для тяжелых частиц ( $^{209}\text{Bi}$ ) с достаточно высокой энергией, поэтому ее учет при обработке экспериментальных данных оказывается очень важным.

**Третья глава** посвящена изучению асимметричных и симметричных мод деления ядер в свинцовой области в зависимости от их энергии возбуждения и нуклонного состава. Массово-

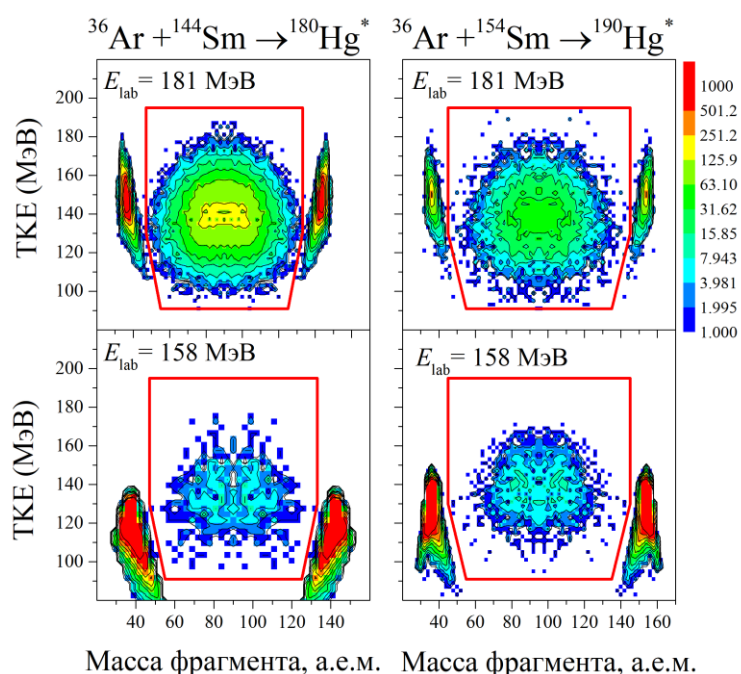


Рис. 2. Массово-энергетические распределения бинарных фрагментов, образующихся в реакциях  $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$ , приводящих к образованию изотопов ртути ( $Z = 80$ ) при энергиях вблизи кулоновского барьера.

энергетические (М-ТКЕ) распределения первичных бинарных фрагментов, полученных в реакциях  $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$ ,  $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Sm}$  и  $^{48}\text{Ca} + ^{144,154}\text{Sm}$ , приводящих к образованию составных ядер (CN)  $^{180,190}\text{Hg}$  и  $^{184,192,202}\text{Pb}$  при энергиях вблизи кулоновского барьера, показаны на рис. 2 и 3. Ключевым параметром, используемым для оценки вероятности квазиделения, является усредненный параметр делимости  $x_m$  [1]. В исследуемых реакциях наибольшее значение усредненного параметра делимости  $x_m=0.665$  достигается в реакции



$^{40}\text{Ca}+^{144}\text{Sm}$ . Это значение ниже порогового ( $\chi_m^{\text{порог}}=0.68$ ) для проявления процесса квазиделения. Таким образом, все изученные реакции благоприятны для образования составного ядра. В предыдущих исследованиях в реакциях  $^{36}\text{Ar}+^{144,154}\text{Sm}$  процесса квазиделения не наблюдалось [2, 3]. Однако для реакции  $^{48}\text{Ca}$  с деформированной мишенью  $^{154}\text{Sm}$  наблюдалось подавление образования составного ядра и наличие асимметричного квазиделения при энергиях вблизи и ниже кулоновского барьера [4]. В этом случае асимметричное квазиделение приводит к появлению осколков с массами 60–75 а.е.м. для легкого фрагмента и 127–142 а.е.м. для тяжелого. Для более симметричных фрагментов признаков присутствия квазиделения не наблюдается. В реакции  $^{48}\text{Ca}+^{144}\text{Sm}$  со сферической мишенью  $^{144}\text{Sm}$  квазиделение не было обнаружено [3, 4].

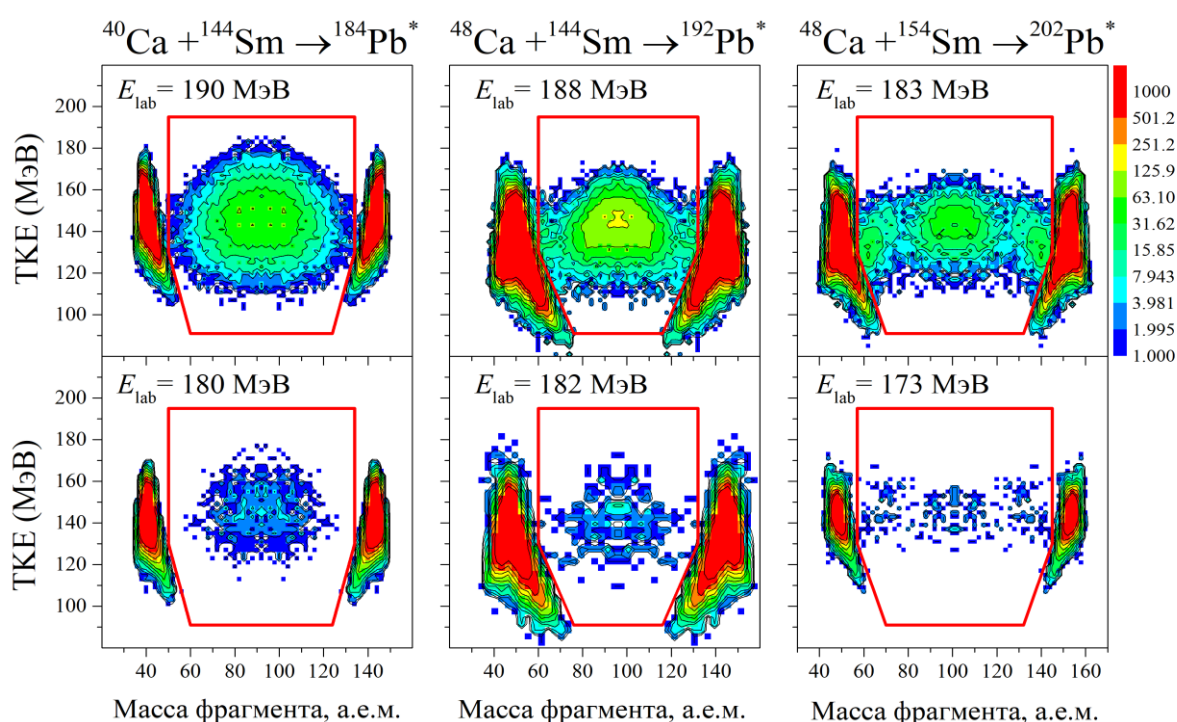


Рис. 3. Массово-энергетическое распределение бинарных фрагментов, образующихся в реакциях  $^{40}\text{Ca}+^{144}\text{Sm}$  и  $^{48}\text{Ca}+^{144,154}\text{Sm}$ , приводящих к образованию изотопов свинца ( $Z=82$ ) при энергиях вблизи кулоновского барьера.

Энергии возбуждения образующихся составных ядер варьируются от 33 до 75 МэВ (см. Таблицу 1). При таких значениях энергий возбуждения необходимо учитывать эмиссию нейтронов и протонов, испущенных до достижения делящимся ядром точки разрыва. Множественности предделительных нейтронов, оцененные с помощью систематики [5], приведены в Таблице 1. Число протонов, вылетевших до момента разрыва, оценивалось с помощью кода NRV [6]. Для нейтронодефицитных ядер  $^{180}\text{Hg}$  и  $^{184}\text{Pb}$  испарение нейтронов примерно в три раза более вероятно, чем протонов. Для  $^{192,202}\text{Pb}$  и  $^{190}\text{Hg}$  эмиссия протонов до разрыва составляет менее 1%. В настоящем исследовании считалось, что испарение протонов

пренебрежимо мало. В соответствии с этим, масса реально делящегося изотопа может отличаться от массы составного ядра по числу нейтронов, особенно при самых высоких энергиях возбуждения.

Реакция	CN	$E_{lab}$ , MeV	$E_{CN}^*$ MeV	$v_{pre}$	$E_{pre}$ MeV	$\langle l \rangle$ $\hbar$	$B_f(\langle l \rangle)$ MeV	$E_{SP}^*$ MeV
$^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$	$^{180}\text{Hg}$	158	34.1	0	0	8	10.0	24.1
		181	52.5	0.85	12.0	31	7.1	33.4
$^{36}\text{Ar} + ^{154}\text{Sm}$	$^{190}\text{Hg}$	158	56.7	1.10	14.1	8	13.2	29.4
		181	75.3	2.22	29.5	36	9.3	36.5
$^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Sm}$	$^{184}\text{Pb}$	180	35.3	0	0	8	8.0	27.3
		190	43.1	0.29	4.1	17	7.3	31.7
$^{48}\text{Ca} + ^{144}\text{Sm}$	$^{192}\text{Pb}$	182	33.4	0	0	9	10.8	22.6
		188	37.9	0	0	9	10.8	27.1
		202	48.4	0.60	7.9	33	7.9	32.6
$^{48}\text{Ca} + ^{154}\text{Sm}$	$^{202}\text{Pb}$	173	41.2	0.17	1.9	9	17.7	21.6
		183	48.8	0.63	7.3	9	17.7	23.8
		194	57.2	1.13	13.4	31	15.1	28.7

Таблица 1. Свойства составных ядер в зависимости от энергии налетающего иона:  $E_{CN}^*$  - энергия возбуждения,  $v_{pre}$  и  $E_{pre}$  число и средняя энергия, уносимая предделительными нейтронами,  $\langle l \rangle$  - средний угловой момент,  $B_f(\langle l \rangle)$  – барьер деления при данном среднем угловом моменте,  $E_{SP}^*$  - энергия возбуждения делящегося ядра в седловой точке.

Массовые распределения и распределения полной кинетической энергии (ТКЕ) осколков деления возбужденного ядра  $^{180}\text{Hg}$  представлены на рис. 4. Распределения ТКЕ приведены для трех диапазонов масс: 1). для симметричного разделения  $(A_{CN}/2) \pm 5$  а.е.м., где  $A_{CN}$  – масса составного ядра; 2). диапазон масс, в котором наблюдается максимальный выход асимметричных делительных мод (70-85 а.е.м.); и 3). сильно асимметричные осколки с массами 50–70 а.е.м.

Из рис. 4 видно, что измеренные распределения ТКЕ отклоняются от формы гауссиана, которую можно было бы ожидать для полной кинетической энергии фрагментов деления, определенной по жидкокапельной модели (МЖК). Наиболее ярко это проявляется при наименьшей энергии возбуждения составного ядра (34.1 МэВ). В этом случае для симметричного разделения масс в диапазоне 85-95 а.е.м. (рис. 4в) видна узкая компонента со средней энергией около 129 МэВ, что значительно ниже ожидаемого значения для симметричной моды, определяемой по МЖК, которое должно быть около 140 МэВ. Полуширина на полувысоте (ПШПВ) этой узкой компоненты составляет около 10 МэВ. В этом распределении также отчетливо видна широкая компонента (ПШПВ  $\approx$  13 МэВ) со значением ТКЕ около 142 МэВ, что близко к значению, оцененному с помощью систематики Вайолы [7] (вертикальная красная линия). Стандартное отклонение этой широкой компоненты согласуется с ожидаемым для симметричного деления, тогда как низкоэнергетическая

компонента имеет меньшую дисперсию. Исследование модального деления актинидов [8] показало, что дисперсия распределений ТКЕ для асимметричных мод, вызванных оболочечными эффектами, меньше, чем для симметричной моды, определяемой МЖК. Сильное отклонение свойств, наблюдаемых для низкоэнергетической компоненты от ожидаемых для симметричной моды, дает основание ввести асимметричную моду А1 (синяя диагонально заштрихованная область). В то же время, для более асимметричных делительных конфигураций с массой легкого фрагмента в диапазоне 70-85 а.е.м. (рис. 4д), вместе с низкоэнергетическим пиком в области ТКЕ  $\approx 129$  МэВ наблюдается второй максимум в экспериментальном распределении в области ТКЕ  $\approx 145$  МэВ, что примерно на 5 МэВ выше наиболее вероятного значения ТКЕ, ожидаемого для симметричной моды в этом диапазоне

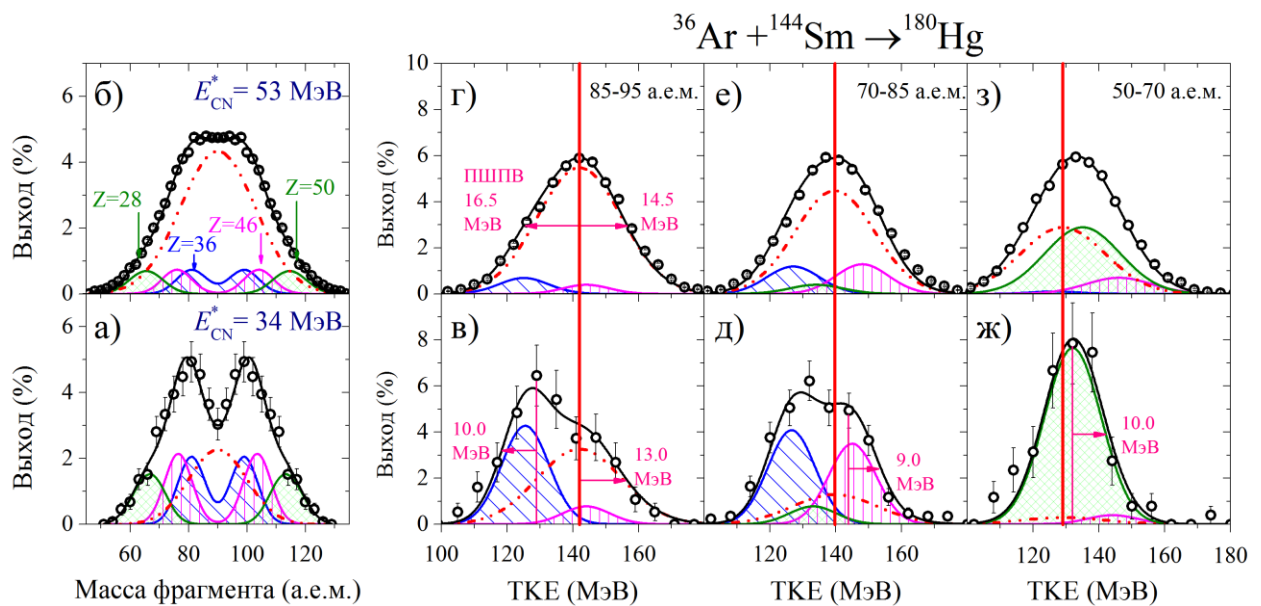


Рис. 4. Массовые выходы и распределения ТКЕ осколков деления для различных массовых областей, полученные в реакции  $^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$  при энергиях возбуждения: а). 34 МэВ; б). 53 МэВ. Энергетические распределения фрагментов сделаны в следующих массовых диапазонах: в,г). 85-95 а.е.м.; д,е). 70-85 а.е.м.; ж,з). 50-70 а.е.м. для энергий возбуждения 34 и 53 МэВ, соответственно. Линии соответствуют разложениям распределения ТКЕ на симметричное (S) (штрихпунктирная линия), асимметричное А1 (синяя область, заштрихованная по диагонали), асимметричное А2 (розовая область, заштрихованная по вертикали) и асимметричное А3 (зеленая область, заштрихованная поперек). Вертикальные линии на панелях ТКЕ показывают значение ТКЕ, оцененное с помощью систематики Вайолы [7]. Полуширина на полувысоте экспериментальных распределений указана на панелях ТКЕ.

масс. Ширина этой высокоэнергетической компоненты меньше (ПШПВ  $\approx 9$  МэВ), чем ожидаемая для симметричной моды. Это в свою очередь дает повод для выделения еще одной асимметричной моды А2 (розовая вертикально заштрихованная область). И, наконец, для очень асимметричных делительных конфигураций с массой легкого фрагмента в диапазоне 50–70 а.е.м. (рис. 4ж) максимум экспериментального распределения ТКЕ примерно на 3 МэВ выше, чем ТКЕ для симметричной моды, определяемой по МЖК. Более того, распределение

более узкое (ПШПВ  $\approx 10$  МэВ), чем ожидалось бы по МЖК. В этой области масс числа протонов в осколках деления близки к протонным оболочкам  $Z=28$  в легком фрагменте и  $Z=50$  – в тяжелом. Отметим, что при делении актинидных ядер проявляется асимметричная мода, обусловленная протонной оболочкой при  $Z \approx 52$  [9]. Можно ожидать, что эта оболочка влияет и на формирование осколков деления ядер доактинидной области, тем более что в этом случае комплементарные легкие осколки близки к протонной оболочке  $Z=28$ . Таким образом, введение третьей асимметричной моды А3 (зеленая заштрихованная область) также является вполне обоснованным.

С увеличением энергии возбуждения доминирующей становится симметричная мода, связанная с МЖК, что хорошо видно на рис. 4г,е,з. Если сравнивать вклады одних и тех же мод для одних и тех же массовых диапазонов, но при разных энергиях возбуждения (попарно: рис. 4в,г, 4д,е и 4ж,з), то наблюдается повышение выхода симметричной МЖК компоненты с ростом энергии возбуждения.

Таким образом, анализ ТКЕ позволяет предположить существование одной симметричной (S) и трех асимметричных мод (A1, A2, A3) в делении доактинидных ядер. Мода A1 связана с почти симметричными низкоэнергетическими осколками, A2 – с высокоэнергетическими осколками с массой легкого фрагмента в диапазоне 70–85 а.е.м., а мода A3 возникает у асимметричных осколков с массой легкого фрагмента 50–70 а.е.м.

Аналогичные разложения массово-энергетических распределений были сделаны для реакций  $^{36}\text{Ar}+^{154}\text{Sm}$  и  $^{40}\text{Ca}+^{144}\text{Sm}$ . Полученные значения наиболее вероятных масс и ТКЕ для каждой моды даны в таблице 2. Числа протонов и нейтронов оценивались на основе предположения о постоянстве зарядовой плотности (UCD-приближение) [10].

Аналогичный анализ массовых распределений, основанный на значениях протонных и нейтронных чисел, полученных в реакциях  $^{36}\text{Ar}+^{144,154}\text{Sm}$ ,  $^{40}\text{Ca}+^{144}\text{Sm}$ , был применен для описания массовых распределений, полученных в других работах для ядер  $^{187}\text{Ir}$ ,  $^{195}\text{Au}$ ,  $^{201}\text{Tl}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{213}\text{At}$ , которые были образованы в реакциях с протонами и  $\alpha$ -частицами [11, 12].

Таким образом, на большой совокупности экспериментальных данных установлено, что для моды A1 протонные числа близки к  $Z=36$  для осколков с менее, чем  $N=53$  нейтронами и  $Z=38$  для осколков с более, чем  $N=53$  нейтронами. Для моды A2:  $Z = 46$  для  $N < 63$  и  $Z = 45$  для  $N > 63$ . Полученные в настоящей работе протонные числа, которые, вероятно, влияют на асимметричное деление доактинидных ядер, близки к полученным в других экспериментальных исследованиях. Различные теоретические подходы также предсказывают примерно такие же протонные числа. В настоящем анализе стабилизирующей роли числа нейтронов при  $N = 52, 68$ , предложенной в [13], и  $N = 52, 56$  из [14], которые можно было бы

наблюдать во всей совокупности экспериментальных массовых распределений осколков деления для ядер от  $^{187}\text{Ir}$  до  $^{213}\text{At}$ , не обнаружено.

CN	Мода	$M_L$ а.е.м	$M_T$ а.е.м	$Z_L$	$Z_T$	$N_L$	$N_T$	ТКЕ, МэВ
$^{180}\text{Hg}$	S	90		40		50		142±2
	A1	81.0	99.0	36.0	44.0	45.0	55.0	127±2
	A2	76.5	103.5	34.0	46.0	42.5	57.5	145±2
	A3	65.8	114.3	29.2	50.8	36.5	63.5	132±2
$^{190}\text{Hg}$	S	95		40		55		142±2
	A1	85.5	104.5	36.0	44.0	49.5	60.5	129±2
	A2	80.0	110.0	33.7	46.3	46.3	63.7	146±2
	A3	68.3	121.7	28.8	51.2	39.5	70.5	134±2
$^{184}\text{Pb}$	S	92		41		51		149±2
	A1	80.0	104.0	35.7	46.3	44.3	57.7	135±2
	A2	80.0	104.0	35.7	46.3	44.3	57.7	135±2
	A3	69.0	115.0	30.8	51.2	39.5	70.5	142±2

Таблица 2. Наиболее вероятные значения масс, протонных и нейтронных чисел, а также ТКЕ для мод S, A1, A2 и A3, обнаруженных при делении изучаемых нейтронодефицитных изотопов Hg и Pb.

**Четвертая глава** содержит описание и анализ экспериментальных данных, полученных в реакции  $^{40}\text{Ca}+^{144}\text{Sm}$  при энергиях выше 212 МэВ, где значителен вклад процесса быстрого деления. Чтобы оценить вклад быстрого деления в общее число делительноподобных продуктов реакции, необходимо знать распределение парциальных сечений захвата в зависимости от углового момента. В настоящей работе эти распределения рассчитывались методом NRV [6] в приближении связанных каналов. Модель вращающейся жидкой капли [15] использовалась для расчета барьера деления, а также значения углового момента  $L_{Bf=0}$ , при котором барьер деления исчезает вследствие влияния центробежных сил. Массово-энергетические распределения первичных бинарных фрагментов, полученных в реакции  $^{40}\text{Ca}+^{144}\text{Sm}$ , при энергиях выше кулоновского барьера, представлены на рис. 5.

Из рис. 5 видно, что с увеличением энергии налетающего иона разница между свойствами делящихся осколков и расчетами по МЖК (красные линии) увеличивается. При энергии налетающего иона 212 МэВ свойства фрагментов деления довольно хорошо согласуются с

МЖК. Отклонение экспериментальных данных при этой энергии взаимодействия от модельных ожиданий объясняется наличием асимметричного деления, которое еще наблюдается при этой энергии. При увеличении энергии налетающего иона до 277 МэВ, где основным процессом является быстрое деление, наблюдается значительное уширение как массового, так и энергетического распределений, а также увеличение кинетической энергии продуктов реакции.

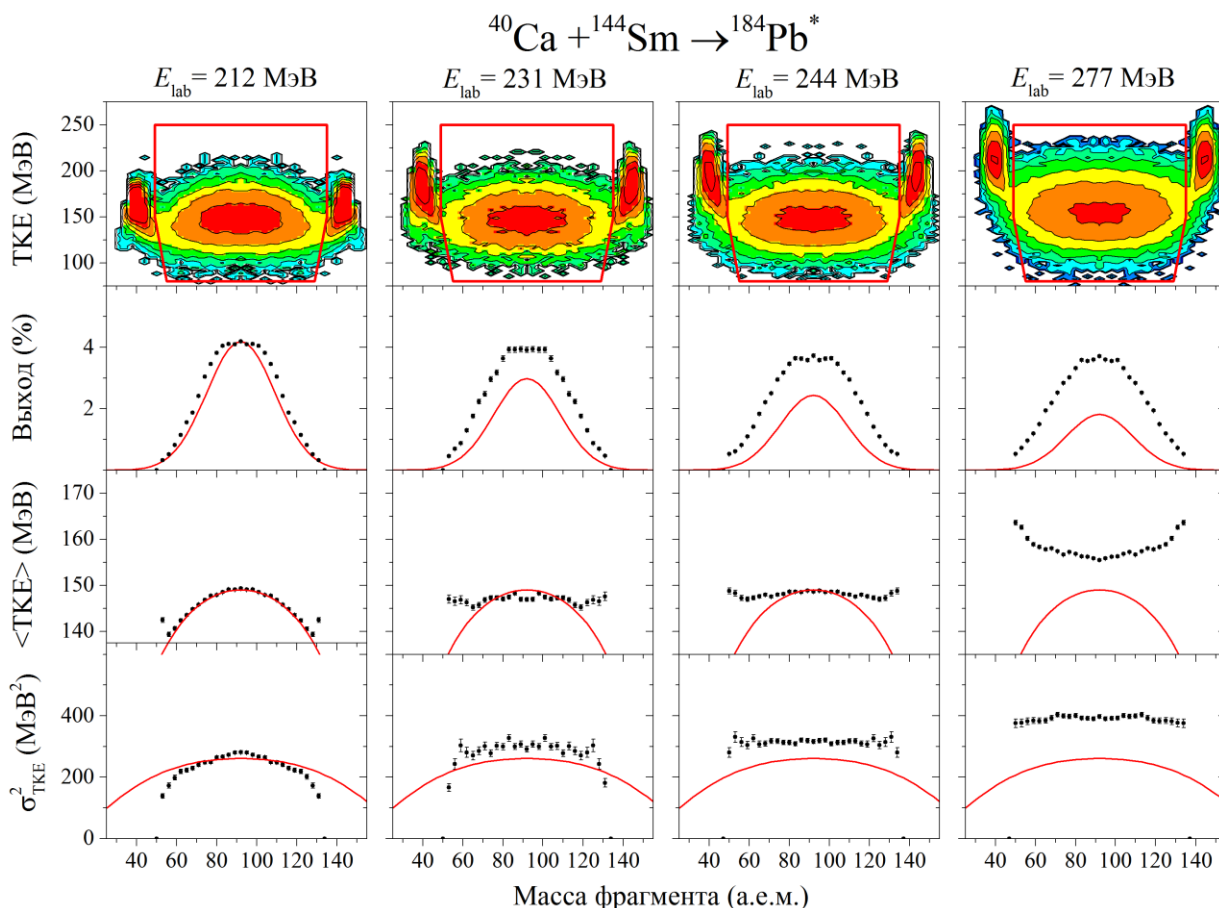


Рис. 5. Массово-энергетические распределения бинарных фрагментов, образующихся в реакции  $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Sm}$  при энергиях выше кулоновского барьера. Сверху вниз: матрицы М-ТКЕ бинарных продуктов реакции, массовые выходы, средняя ТКЕ и дисперсия ТКЕ в зависимости от массы делящихся осколков, находящиеся внутри контуров на матрицах М-ТКЕ. Сплошные линии в массовых распределениях, средней ТКЕ и дисперсии ТКЕ обозначают те же характеристики, рассчитанные по МЖК.

Чтобы выделить события быстрого деления из общего числа всех делительноподобных продуктов реакции, была разработана и применена процедура вычитания матриц (М-ТКЕ). (М-ТКЕ)-матрицы представляют из себя двумерные массово-энергетические распределения продуктов реакции. Матрица (М-ТКЕ)<sub>fis</sub>, соответствующая только процессу деления, вычиталась из общей матрицы (М-ТКЕ), содержащей все зарегистрированные делительноподобные события.

Однако, поскольку вычитание производится из (М-ТКЕ) матриц, измеренных при более высоких значениях как энергии возбуждения, так и углового момента, то следует учитывать уширение матрицы деления  $(M-TKE)_{fis}$  как по массе, так и по ТКЕ с ростом энергии возбуждения и углового момента. Скорректированные (уширенные) таким образом матрицы деления составного ядра  $(M-TKE)_{fis}$ , соответствующие более высоким энергиям налетающего иона, были получены на основе матрицы М-ТКЕ, измеренной при  $E_{lab}=212$  МэВ. Начиная с энергии  $E_{lab}=212$  МэВ, уширение массово-энергетического распределения осколков деления связано только с повышением температуры делящегося ядра, так как при такой энергии «включены» уже все парциальные волны, при которых возможно образование составного ядра, от  $0\hbar$  до  $L_{Bf=0}$  ( $L_{Bf=0}=66\hbar$  для ядра  $^{184}Pb$ ).

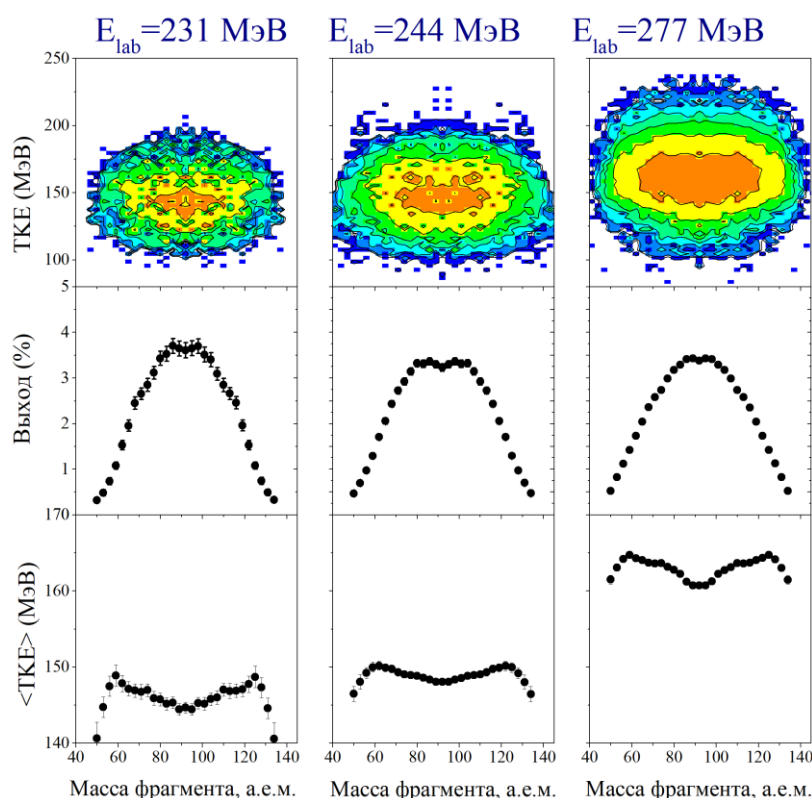


Рис. 6. Массово-энергетические распределения выделенных осколков быстрого деления, образующихся в реакции  $^{40}Ca+^{144}Sm$ . Сверху вниз: матрицы М-ТКЕ; массовые распределения и распределения средней ТКЕ в зависимости от массы осколков быстрого деления.

Полученные таким способом массовые и энергетические распределения осколков быстрого деления при энергиях налетающего иона  $E_{lab}=231, 244$  и  $277$  МэВ представлены на рис. 6. Из полученных распределений видно, что характеристики процесса быстрого деления сильно отличаются от характеристик, наблюдаемых в процессе слияния-деления составного ядра. Массовые распределения отклоняются от гауссовской формы, а распределения средней ТКЕ значительно отклоняются от параболы, следующей из модели жидкой капли, и

характеризуются более высокими значениями для асимметричных фрагментов быстрого деления по сравнению с симметричными.

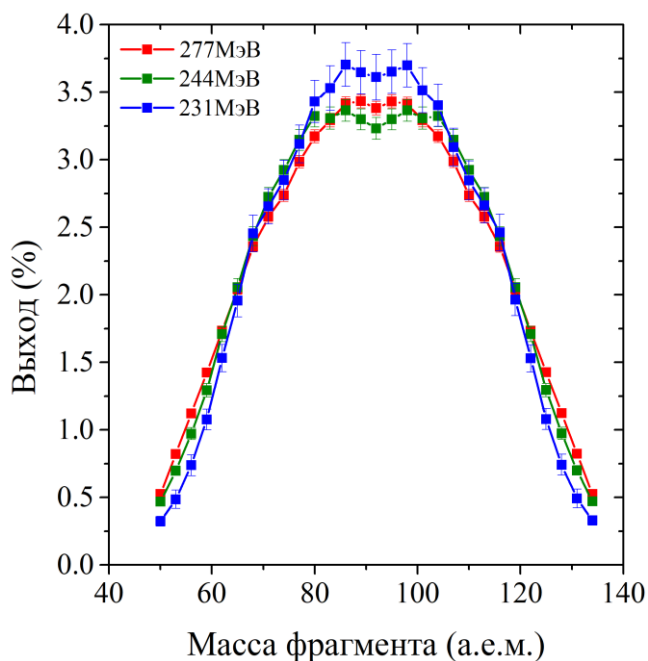


Рис. 7. Массовые распределения фрагментов быстрого деления, полученные при энергиях налетающего иона 231, 244 и 277 МэВ в реакции  $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Sm}$ .

При наложении массовых распределений фрагментов быстрого деления, соответствующих разным энергиям налетающих ионов, друг на друга (см. рис. 7), обнаруживается, что несмотря на большую разницу во вносимой в составную систему энергии возбуждения и ощутимую разницу во вносимом угловом моменте, массовые распределения фрагментов быстрого деления при этом меняются очень слабо. При этом для разных энергий налетающего иона сохраняется примерно одинаковая массовая асимметрия образуемых фрагментов  $\eta \approx 0.17$ . Основываясь на этом, можно предположить, что для процесса быстрого деления энергия делящейся системы в точке разрыва

практически не меняется с ростом энергии взаимодействия. Возможно, что это выравнивание энергии происходит за счет предразрывной эмиссии нейтронов, а также энергии вращения составной системы.

Вопрос об испускании предразрывных нейтронов в процессе быстрого деления неоднозначен. Можно предположить, что количество испускаемых нейтронов в быстром делении будет меньше, чем при делении составного ядра. В работе [16] предельная множественность нейтронов деления составного ядра разделена на две составляющие: 1) испускание нейтронов до достижения седловой точки ( $\nu_{\text{gs}}^{\text{pre}}$ ); и 2) испускание на стадии спуска от седловой точки к точке разрыва ( $\nu_{\text{ss}}^{\text{pre}}$ ). Можно также сделать допущение, что  $\nu_{\text{ss}}^{\text{pre}}$  соответствует верхнему пределу множественности предразрывных нейтронов в процессе быстрого деления. Используя систематику для  $\nu_{\text{ss}}^{\text{pre}}$  из [17], основанную на результатах [16], множественности нейтронов на стадии спуска для данной реакции составляют не более 0.4, 0.7 и 1.5 нейтронов для энергий взаимодействия 231, 244 и 277 МэВ, соответственно. В этом случае оцениваемые значения энергии, уносимой нейтронами, составляют 5.3, 9.3 и 20.0 МэВ, соответственно, а энергии системы в точке разрыва в процессе быстрого деления становятся примерно одинаковыми для всех измеренных энергий налетающего иона и составляют около 50 МэВ. Также необходимо иметь в виду, что энергия вращения составной системы также уменьшает ее энергию возбуждения в точке разрыва. Возможно, именно этим и объясняется



слабое различие массовых распределений фрагментов быстрого деления при разных энергиях налетающего иона.

В пятой главе приводятся результаты измерений массово-энергетических распределений фрагментов реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$ , ведущей к образованию той же самой составной системы, что

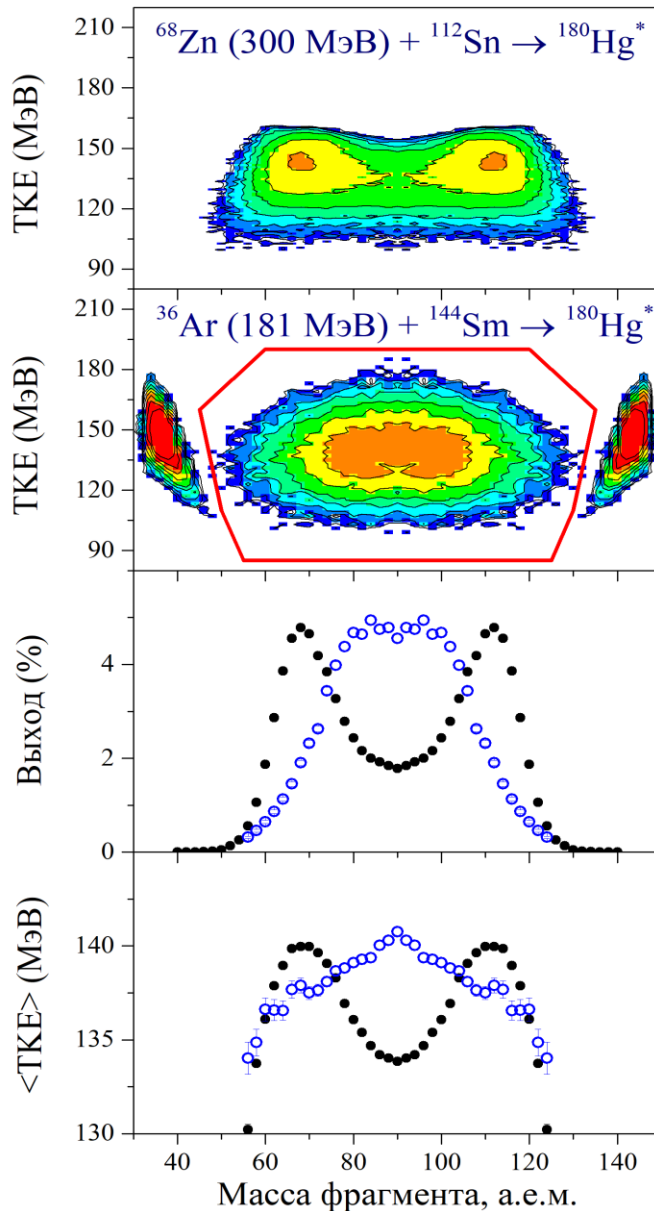


Рисунок 8. Сверху вниз: массово-энергетическое распределение делительноподобных продуктов, образующихся в реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$  при  $E_{\text{lab}}=300$  МэВ; массово-энергетическое распределение осколков, образующихся в реакции  $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$  при  $E_{\text{lab}}=181$  МэВ; сравнение массовых выходов и среднего значения ТКЕ в зависимости от массы фрагмента для реакций  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$  (черные точки) и  $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$  (синие открытые точки).

и в реакции  $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$ , а именно к  $^{180}\text{Hg}$ .

Выделенные делительноподобные события, полученные в реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$ , показаны на рис. 8, в сравнении с аналогичными характеристиками, полученными в реакции  $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$ .

Массово-энергетические распределения делительноподобных фрагментов, образующихся в реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$ , существенно отличаются от полученных в реакции  $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$ . Максимумы выхода фрагментов для реакции с ионами  $^{68}\text{Zn}$  наблюдаются в области масс 68 и 112 а.е.м.

Хотя средняя кинетическая энергия фрагментов практически совпадает для обеих реакций, зависимости средней ТКЕ от массы осколков сильно различаются. В случае реакции  $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$  максимум кинетической энергии наблюдается у симметричных фрагментов, тогда как для реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$  максимумы соответствуют асимметричным фрагментам с массами около 68 и 112 а.е.м. Изучение

деления возбужденных ядер показало, что энергия возбуждения и вносимый угловой момент влияют на свойства осколков деления [17]. Эти свойства не зависят от реакции, в которой они образовались. Энергия возбуждения  $^{180}\text{Hg}$  в обеих реакциях составляет около 50 МэВ. Средний угловой момент  $\langle l \rangle$  больше в реакции с

ионами  $^{68}\text{Zn}$ . Однако значения  $\langle l \rangle$  значительно ниже критического углового момента  $L_{\text{cr}}$ , т.е. предельного значения углового момента, выше которого исчезает возможность образования составного ядра, для обеих реакций. Согласно экспериментальной систематике деления возбужденных ядер [17], эти изменения угловых моментов должны приводить лишь к незначительному увеличению ширины массового распределения осколков деления для реакции с ионами  $^{68}\text{Zn}$  по сравнению с реакцией с ионами  $^{36}\text{Ar}$ . Поэтому характеристики осколков деления CN для обеих реакций должны быть схожими. Таким образом, наблюдаемое различие в массово-энергетических распределениях продуктов этих реакций нельзя объяснить ни влиянием углового момента, ни большим вкладом реакций глубоко-неупругих передач, так как измерения проводились при углах, отстоящих примерно на  $30^\circ$  от угла касательных столкновений. Следовательно, процесс квазиделения является доминирующим процессом в реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$ .

Имея массово-энергетическое распределение, соответствующее делению, полученное в реакции  $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$ , а также суммарное распределение деления и квазиделения, полученное в реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$ , можно оценить относительный вклад квазиделения в общее число событий для реакции с ионами цинка. Для реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$  при энергии налетающего иона 300 МэВ, вклад процесса деления в сечение захвата оказался менее 30%. Экспериментально полученный верхний предел сечения слияния составляет 65 миллибарн. Согласно расчетам методом связанных каналов в рамках проекта NRV [6], сечение захвата для реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$  при  $E_{\text{lab}}=300$  МэВ должно составлять около 300 миллибарн. Следовательно, поскольку сечение захвата является суммой сечений слияния и квазиделения, для реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$  наблюдается значительное подавление образования составного ядра (65 мбарн вместо 300 мбарн).

Столь большой вклад квазиделения в реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$  является неожиданным фактом, поскольку средний параметр делимости реакции  $x_m=0.695$  незначительно превышает пороговое значение для возникновения квазиделения в этой области ядер ( $x_m^{\text{порог}} = 0.68$ ), но значительно ниже значения  $x_m=0.765$ , когда, согласно систематике [1], квазиделение становится доминирующим процессом. Отличия свойств входного канала по сравнению с реакцией  $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$  являются не настолько резкими, чтобы вызывать такие существенные изменения в механизме взаимодействия. Основное различие между двумя реакциями заключается в соотношении масс взаимодействующих ядер, приводящих к одному и тому же составному ядру. Массовая асимметрия входного канала  $\alpha_0$  уменьшается с 0.60 до 0.24 при переходе от реакции  $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$  к  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$ . Таким образом, при оценке вероятности механизмов реакций, вызванных тяжелыми ионами, нужно принимать во внимание не только средний параметр делимости  $x_m$ , но также и массовую асимметрию входного канала  $\alpha_0$ .

**В заключении** приведены основные результаты проведенных исследований:

Представлен мультимодальный анализ массово-энергетических распределений фрагментов деления возбужденных ядер  $^{180,190}\text{Hg}$  и  $^{184}\text{Pb}$ , образующихся в реакциях  $^{36}\text{Ar}+^{144,154}\text{Sm}$  и  $^{40}\text{Ca}+^{144}\text{Sm}$ , из которого было установлено, что в делении этих ядер проявляются симметричная мода, описываемая моделью жидкой капли, и три асимметричные моды. Первая и вторая асимметричные моды связаны с влиянием протонных чисел  $Z\approx 36$  и  $Z\approx 46$ , а третья мода обусловлена наличием протонных оболочек при  $Z=28$  и  $Z=50$ . Изучение энергетических распределений для разных диапазонов масс фрагментов показало, что делительная мода при  $Z\approx 36$  характеризуется сильной деформацией делящегося ядра в точке разрыва, тогда как в делительной моде при  $Z\approx 46$  форма более компактна по сравнению с жидкокапельной модой деления. Вклад симметричной моды увеличивается с ростом энергии возбуждения делящегося ядра. Проанализированы массовые распределения фрагментов деления доактинидных ядер, измеренные ранее другими экспериментаторами. Показано, что вся совокупность существующих экспериментальных данных может быть описана в едином подходе суперпозицией мод, установленных в настоящем исследовании.

Измерены и проанализированы массово-энергетические распределения, полученные в реакции  $^{40}\text{Ca}+^{144}\text{Sm}$  при энергиях выше 212 МэВ, где существенное влияние на формирование фрагментов оказывает процесс быстрого деления. Разработан метод выделения массово-энергетических распределений фрагментов быстрого деления из всех делительноподобных фрагментов, основанный на вычитании двумерных распределений (М-ТКЕ). Получены массово-энергетические распределения фрагментов быстрого деления в реакции  $^{40}\text{Ca}+^{144}\text{Sm}$ . Было обнаружено, что массовые распределения фрагментов быстрого деления характеризуются небольшой асимметрией  $\eta\approx 0.17$ , а кинетическая энергия растет с увеличением энергии взаимодействия, что указывает на неуравновешенную массовую степень свободы и на неполную диссипацию энергии в этом процессе.

Был проведен сравнительный анализ массово-энергетических распределений, полученных в реакциях  $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$  и  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$ , ведущих к образованию одной и той же составной системы - нейтронодефицитного ядра  $^{180}\text{Hg}$ . Обнаружена существенная разница в экспериментальных распределениях. Массовое распределение делительноподобных фрагментов реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$  имеет широкую двугорбую форму с максимальными выходами в области масс 68 и 112 а.е.м. вместо 80 и 100 а.е.м., наблюдаемых при делении того же самого ядра  $^{180}\text{Hg}$ , образованного в реакции  $^{36}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$ . На основании анализа этих распределений был сделан вывод, что процесс квазиделения оказывается доминирующим в реакции с ионами  $^{68}\text{Zn}$  с оцененным вкладом  $>60\%$ , что и приводит к значительным отличиям свойств фрагментов.

Установлено, что в реакции  $^{68}\text{Zn}+^{112}\text{Sn}$  фрагменты квазиделения локализуются вокруг масс, соответствующих замкнутым протонным оболочкам при  $Z=28$  и  $Z=50$ , что является типичным свойством этого процесса. Такой неожиданно большой вклад процесса квазиделения, вероятно, связан с недостаточным учетом влияния начальных условий реакции в существующей систематике [1], а именно – асимметрии входного канала, поскольку остальные параметры этих двух реакций имеют достаточно близкие значения.

### **Публикации автора по теме диссертации**

1. **A. A. Bogachev**, E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, K. V. Novikov, D. Kumar, T. Banerjee, I. N. Diatlov, M. Cheralu, V. V. Kirakosyan, Y. S. Mukhamejanov, A. N. Pan, I. V. Pchelintsev, R. S. Tikhomirov, I. V. Vorobiev, M. Maiti, R. Prajapat, R. Kumar, G. Sarkar, W. H. Trzaska, A. N. Andreyev, I. M. Harka, and E. Vardaci, **Phys. Rev. C** **104** (2021) **024623**// *Asymmetric and symmetric fission of excited nuclei of  $^{180,190}\text{Hg}$  and  $^{184,192,202}\text{Pb}$  formed in the reactions with  $^{36}\text{Ar}$  and  $^{40,48}\text{Ca}$  ions* DOI: 10.1103/PhysRevC.104.024623.

2. **A. A. Bogachev**, E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, K. V. Novikov, T. Banerjee, M. Cheralu, M. G. Itkis, E. Mukhamedzhanov, D. Kumar, A. Pan, I. V. Pchelintsev, I. Vorob'ev, W. H. Trzaska, E. Vardaci, A. di Nitto, S. V. Khlebnikov, I. Harka, A. Andreyev, **Bull. Rus. Acad. Sci. Phys.** **85** (2021) **1080**// *Study of Binary Processes in the Reactions of  $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$  and  $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$  Leading to the Formation of Neutron-Deficient Compound  $^{180,190}\text{Hg}$  Nuclei* DOI: 10.3103/S1062873821100105.

3. E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, **A. A. Bogachev**, V. V. Saiko, A. V. Karpov, I. M. Itkis, K. V. Novikov, Y. S. Mukhamejanov, I. V. Pchelintsev, I. V. Vorobiev, T. Banerjee, M. Cheralu, and Pushpendra P. Singh, **Phys. Rev. C** **105**, (2022) **024617**// *Experimental study of fast fission and quasifission in the  $40\text{Ca}+208\text{Pb}$  reaction leading to the formation of the transfermium nucleus  $^{248}\text{No}$*  DOI: 10.1103/PhysRevC.105.024617.

4. E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, Y. S. Mukhamejanov, **A. A. Bogachev**, K. V. Novikov, V. V. Kirakosyan, D. Kumar, T. Banerjee, M. Cheralu, M. Maiti, R. Prajapat, R. Kumar, G. Sarkar, W. H. Trzaska, A. N. Andreyev, I. M. Harka, A. Mitu, and E. Vardaci, **Phys. Rev. C** **105** (2022) **014607** // *Fission of  $^{180,182,183}\text{Hg}^*$  and  $^{178}\text{Pt}^*$  nuclei at intermediate excitation energies* DOI: 10.1103/PhysRevC.105.014607.

5. E.M.Kozulin, E.Vardaci, W.H.Trzaska, **A.A.Bogachev**, I.M.Itkis, A.V.Karpov, G.N.Knyazheva, K.V.Novikov, **Phys. Lett. B** **819** (2021) **136442**// *Evidence of quasifission in the  $^{180}\text{Hg}$  composite system formed in the  $^{68}\text{Zn} + ^{112}\text{Sn}$  reaction* DOI: 10.1016/j.physletb.2021.136442.

6. D. Kumar, E. M. Kozulin, M. Cheralu, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, M. G. Itkis, K. V. Novikov, **A. A. Bogachev**, N. I. Kozulina, I. N. Diatlov, I. V. Pchelintsev, I. V. Vorobiev, T. Banerjee, Y. S. Mukhamejanov, A. N. Pan, V. V. Saiko, P. P. Singh, R. N. Sahoo, A. N. Andreyev, D. M. Filipescu, M. Maiti, R. Prajapat, R. Kumar, **Bull. Rus. Acad. Sci. Phys.** **84** (2020) 1001// *Study of Mass-Asymmetric Fission of  $^{180,190}\text{Hg}$  Formed in the  $^{36}\text{Ar} + ^{144,154}\text{Sm}$  Reactions* DOI: 10.3103/S1062873820080213.

7. Э.М. Козулин, **А.А. Богачев**, М.Г. Иткис, Ю.М. Иткис, Г.Н. Княжева, Н.А. Кондратьев, Л. Крупа, И.В. Покровский, Е.В. Прохорова. *Времяпролетный спектрометр CORSET для измерения бинарных продуктов реакций. Приборы и техника эксперимента*, **Т. 51, В.1 (2008) с. 44-58.**

### **Цитированная литература**

- [1] R. Du Rietz et al., Phys. Rev. Lett. 106, 052701 (2011).
- [2] K. Nishio, A. N. Andreyev, R. Chapman, X. Derkx, Ch. E. Düllmann, L. Ghys et al., Phys. Lett. B 748, 89 (2015).
- [3] E. Prasad, D. J. Hinde, M. Dasgupta, D. Y. Jeung, A. C. Berriman, B. M. A. Swinton-Bland et al., Phys. Lett. B 811, 135941 (2020).
- [4] G. Knyazheva et al., Phys. Rev. C 75, 064602 (2007).
- [5] D. Hilscher and H. Rossner, Ann. Phys. 17, 471 (1992).
- [6] A. V. Karpov, A. S. Denikin, M. A. Naumenko, A. P. Alekseev, V. A. Rachkov, V. V. Samarin, V. V. Saiko, and V. I. Zagrebaev, Nucl. Instrum. Methods A 859, 112 (2017); <http://nrv.jinr.ru/nrv>
- [7] V.E. Viola, K. Kwiatkowski, M. Walker, Phys. Rev. C 31 (1985) 1550.
- [8] S. I. Mulgin, S. V. Zhdanov, N. A. Kondratiev, K. V. Kovalchuk, A. Ya. Rusanov, Nucl. Phys. A 824, 1 (2009).
- [9] C. Böckstiegel, S. Steinhäuser, K.-H. Schmidt, H.-G. Clerc, A. Grewe, A. Heinz, M. de Jong, A. R. Junghans, J. Müller, and B. Voss, Nucl. Phys. A 802, 12 (2008).
- [10] R. Vandenbosch, J. R. Huizenga, Nuclear Fission (Academic, New York, 1973), p. 323.
- [11] M. G. Itkis, N. A. Kondratev, S. I. Mulgin, V. N. Okolovich, A. Y. Rusanov, and G. N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. 52, 601(1990).
- [12] M. G. Itkis, N. A. Kondratev, S. I. Mulgin, V. N. Okolovich, A. Y. Rusanov, and G. N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. 53, 757(1991).
- [13] S. I. Mulgin, K.-H. Schmidt, A. Grewe, and S. V. Zhdanov, Nucl. Phys. A 640, 375 (1998).
- [14] G. Scamps and C. Simenel, Phys. Rev. C 100, 041602(R) (2019).
- [15] A.J. Sierk, Phys. Rev. C 33, 2039 (1986).

[16] I. I. Gonchar, Phys. Part. Nucl. 26, 394 (1995).

[17] M.G. Itkis, A.Ya. Russanov, Phys. Part. Nucl. 29 (1998) 160.