

Г-576

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

ГОВЕРДОВСКИЙ АНДРЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

УДК 539.125.5

**Экспериментальные исследования
структуры потенциальной поверхности
сильно деформированного делящегося
ядра**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра и
элементарных частиц

*Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук*

Дубна — 1995

Официальные
оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор
ИТКИС М. Г.

доктор физико-математических наук,
профессор
ДАНИЛЯН Г. В.

доктор физико-математических наук,
профессор
ШУБИН Ю. Н.

Ведущая организация: Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцина Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова.

Защита состоится 27 декабря 1995 г. в 10 часов на заседании специализированного совета Д 047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка и Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан « » 1995 г.

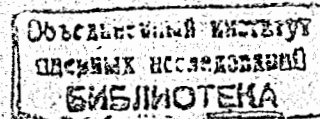
Ученый секретарь
специализированного совета

ПОПЕКО А. Г.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Одной из замечательных особенностей процесса деления тяжелых ядер является широкий спектр масс и кинетических энергий образующихся осколков. Характеристики соответствующих распределений содержат в себе уникальную информацию о свойствах и закономерностях широкомасштабного коллективного движения ядерной материи, ярчайшим представителем которого является ядерное деление. Открытое более полувека назад [1] явление весьма интенсивно исследовалось на протяжении десятилетий, развивались экспериментальные методы, углублялись теоретические представления. Объем накопленной информации поистине колоссален. Статистические и динамические аспекты процесса изучены для десятков делящихся систем, формируемых в реакциях с нуклонами, электронами, гамма-квантами, тяжелыми ионами и элементарными частицами с энергией до нескольких ГэВ. Поняты и объяснены [2] практически все глобальные закономерности процесса, однако неудовлетворенность исследователей уровнем знаний о делении ядер, будь то спонтанный или вынужденный распад, остается. Это связано с глубокой детализацией исследований, способностью экспериментального выделения и изучения отдельных стадий эволюции ядра от образования компаунд-системы до разрыва ее на осколки. Особый интерес в последние годы вызывает выяснение такого тонкого и непростого вопроса, как структура поверхности потенциальной энергии делящегося ядра на поздних стадиях процесса деления, включающих прохождение области вершины барьера и далее вплоть до точки разрыва. Мерой близости разрывной конфигурации системы к конфигурации седловой может служить полная кинетическая энергия парных фрагментов, преимущественно определяемая их



кулоновским взаимодействием. Поэтому обнаруженная в начале 60-х годов зависимость массовых распределений осколков от их суммарной кинетической энергии [3] явно указала направление исследований природы уже известной к тому времени тонкой структуры спектров масс, усредненных по всем реализуемым в делении деформационным параметрам составной системы. Стало ясно, что весь этап спуска ядра с вершины барьера в точку разрыва может существенно влиять на наблюдаемые массовые распределения осколков. Однако лишь в конце семидесятых годов благодаря усилиям преимущественно групп института Лауэ-Ланжевена, Гренобль [4] тонкие структуры спектров масс осколков стали изучаться систематически.

Огромная накопленная статистика и высокое массовое и энергетическое разрешение установок позволили надежно установить важный факт: тонкие структуры распределений фрагментов по массе и кинетической энергии оказались не независимыми друг от друга. К этому времени в Германии группой У. Брозы были выполнены расчеты [5] потенциальной поверхности холодного делящегося ядра, основанные на методе оболочечной поправки Струтинского. Использовалась достаточно простая алгебраическая параметризация формы делящегося ядра в цилиндрических координатах, а на поздних стадиях заседлового движения - параметризация соприкасающихся сфероидов. Расчеты дали удивительный результат, учитывая простоту и ограниченность набора параметров модели. Оказалось, что деление ядра развивается вдоль хорошо выделенных независимых долин на поверхности потенциальной энергии - масс-симметричной и асимметричной вплоть до второй ямы барьера, где асимметричная долина претерпевает ветвление (бифуркацию), распадаясь на опять-таки независимые долины (в смысле отсутствия процессов обмена), получившие названия первой и второй стандартных (C1, C2). Объяснение структуры как массовых Y_m , так и энергетических

распределений осколков Y_e , включая дисперсию энергетического спектра, естественно вытекало из представленной картины деления ядра. Предсказательная сила модели оказалась весьма высокой. Тщательное исследование массово-энергетических распределений (МЭР) осколков спонтанного деления ^{252}Cf обнаружили кроме каналов C1, C2, сверхдлинного (масс-симметричного) еще один массовый канал (МКД) - суперкороткий [6]. Первоначально интуитивное представление МЭР суперпозицией гауссианов оказалось обоснованным теоретически.

На момент постановки представляемой ниже работы - 1985 год - в отношении структуры потенциальной поверхности делящегося ядра возникла противоречивая ситуация. С одной стороны, теория дала полное описание поверхности, указала область бифуркации масс-асимметричной долины и предсказала количество и свойства массовых каналов МКД. В то же время подавляющая часть экспериментальной информации не могла быть непосредственно использована для подтверждения теоретических положений. К тому же, ни один опыт не был ориентирован на поиск области бифуркации первоначальной долины - до или после прохождения вершины барьера деления, а именно это является наиболее существенным вопросом понимания структуры и природы наблюдаемых свойств МЭР и процесса деления в целом. Анализ угловых корреляций МЭР оказался принципиальным и абсолютно неисследованным.

Цель работы

Принципиально экспериментальная задача ставилась следующим образом: показать существование независимых долин на поверхности потенциальной энергии делящегося ядра, определить их количество, свойства, выяснить роль оболочечных и диссипативных эффектов, определить область ветвления масс-асимметричной долины. Решение проблемы возможно двумя взаимодополняющими друг друга

способами. Во-первых, исследованием МЭР и угловых распределений осколков при изменении энергии вносимого в ядро возбуждения, покрывая область вершины барьера деления, наблюдаемого в интегральной вероятности процесса. Во-вторых, исследованием аналогичных свойств осколков при отборе событий распада составного ядра при разных его деформационных параметрах на всем протяжении долины от седловой точки до точки наиболее вероятного разрыва ядра на осколки.

Научная новизна и практическая ценность работы

Впервые в мировой практике проведены всесторонние экспериментальные исследования массовых, энергетических и угловых распределений осколков деления урана быстрыми нейтронами при энергии возбуждения компаунд системы ниже седловой точки потенциального барьера. Выполнены опыты с рядом ядер-мишеней, приведшие к наблюдению всех основных свойств поверхности потенциальной энергии тяжелой делящейся асимметрично ядерной системы, что позволило сделать обоснованный вывод о существовании мультимодальной структуры потенциального барьера.

С практической точки зрения, полученные данные могут быть использованы для построения кривых выходов продуктов деления трудно доступных делящихся систем при энергиях возбуждения, соответствующих спектрам ядерных энергетических установок, а также использованы для астрофизических приложений.

Основные результаты диссертации

Основные результаты диссертации, выносимые на защиту, могут быть сформулированы следующим образом:

1. Измерены МЭР осколков деления ^{237}Np и ^{243}Am нейтронами с энергией соответственно 0.28-1.28 МэВ и 1-3.5 МэВ, что позволило впервые наблюдать коррелированное с изменением E_n

перераспределение вкладов в интегральный по E_n массовый спектр осколков каналов С1 и С2 в районе вершины барьера деления. Это позволило заключить, что парциальные барьеры в разных МКД различны и модулируют конкуренцию заселения долин.

2. Выполнены измерения спектров холодной фрагментации ^{235}U тепловыми и быстрыми (впервые) нейтронами, ^{236}U и ^{243}Am нейтронами с энергией 1 МэВ (также впервые). Сравнительный анализ спектров ХФ показал, что долины деления и соответствующие им МКД возникают на ранней стадии спуска делящегося ядра из седловой области, а сами спектры ХФ непрерывно переходят в интегральные массовые распределения осколков. При этом свойства одноименных долин деления близких по нуклонному составу ядер идентичны. В случае америция показано расщепление надвое пиков основных спектральных компонентов.

3. При исследовании МЭР осколков деления ^{236}U обнаружена новая нестандартная долина, определяемая сферической протонной оболочкой $P=28$. Аномально низкая полная кинетическая энергия и малая ширина энергетического спектра в НД привели к экспериментальному обнаружению сверхдеформированного состояния ядер ^{167}Gd , связанного с существованием предсказанной теоретически деформированной нейтронной оболочки в районе $N=102$.

4. Подробно изучены угловые распределения осколков деления ^{236}U в функции их массы и кинетической энергии. Показано, что в каналах С1 и С2 угловые спектры качественно различны. Это позволило сделать заключение, что ветвление асимметричной долины деления происходит до достижения системой вершины барьера деления (внешнего горба). Связь угловых распределений с их кинетической энергией, наиболее ярко наблюдаемая в области ХФ, свидетельствует о реальности разделительного барьера и влиянии его на наблюдаемые свойства осколков.

5. Показана чувствительность массовых спектров фрагментов к источнику нейтронов, сопровождающих процесс деления. Из рекордного спектрометрического массива данных для деления урана-235 тепловыми нейтронами выделена множественность предразрывных нейтронов, испускаемых преимущественно на первой трети спуска ядра из седловой точки. Эффект не обнаружен в канале С1, подверженном сильнейшему воздействию оболочки $N=82$. Сделано заключение о зависимости процесса диссипации коллективной энергии во внутренние степени свободы от характера массового расщепления.

6. Выполнены измерения МЭР осколков деления ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np и ^{243}Am нейтронами с энергией 16.5 МэВ, приведшие к установлению факта различия жесткостей долин деления каналов С1 и С2. Для обоснования корректности проведенных расчетов показана обоснованность учета вклада диссипативной энергии в энергобаланс реакции в районе точки разрыва. Сравнение данных о дисперсии интегральных массовых распределений осколков ряда ядер, делящихся спонтанно и вынужденно, позволило построить зависимость интенсивности диссипации энергии от изменения энергии деформации системы при ее движении вдоль долины деления.

Апробация работы

Представленные в диссертации результаты докладывались на конференциях по физике деления в Гауссиге, Германия, 1989 г., Смоленице, Словакия, 1991 и 1993 г.г., Обнинске, 1989 г., Ленинграде, 1989 г., на конференциях и совещаниях по нейтронной физике в Юлихе, 1991 г., Дубне, 1989-1995 г.г., Гатлинбурге, США, 1994 г. Отдельные вопросы подробно обсуждались на семинарах в ФЛЯР, ЛТФ и ФЛНФ ОИЯИ, МИФИ, ФЭИ, ОИАТЭ, Университете им.Коменского, Братислава, Институте исследований радия, Вена. По материалам диссертации опубликованы работы [27-44]. На

заключительной стадии исследования были поддержаны Российским Фондом Фундаментальных Исследований (грант 93-02-03799) в 1993-1995 г.г. и Международным Научным Фондом (грант NRD000 и NRD300) в 1994-1995 г.г.

Публикации

Основные результаты опубликованы в 19 работах.

Объем и структура диссертации

Диссертация написана на 228 страницах машинописного текста, включающих в себя 93 рисунка, 2 таблицы и список литературы из 194 наименований. Диссертация состоит из введения, 6 глав и заключения. Каждая глава снабжена краткими выводами.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении дано краткое представление о состоянии проблемы, определена актуальность выбранной темы, сформулирована цель работы и методы ее выполнения. Сформулированы основные результаты и положения, выносимые на защиту. Приведено описание структуры диссертации, представлена информация об апробации полученных результатов и основных публикациях.

Первая глава посвящена экспериментальным и методическим аспектам работы. Поставленная задача потребовала серьезной методической проработки, что было связано с необходимостью работы на относительно низкоинтенсивных пучках квазимонохроматических быстрых нейтронов. Учитывая малые сечения деления (1 бари) и требования к толщине спектрометрических образцов (не более 50 мкг / см²), детектирующая система должна обладать высокой

эффективностью регистрации с приемлемым разрешением по массе, энергии и углу вылета осколков относительно оси пучка нейтронов. Этим условиям удовлетворяет двойная импульсная ионизационная камера деления с сетками Фриша [7], успешно применяемая в спектрометрии осколков [8]. Для образцов, обладавших высокой альфа-активностью, были выбраны низкоомные кремниевые полупроводниковые детекторы [9]. Два указанных типа детекторов стали основой спектрометра, примененного для решения задач, сформулированных выше.

Основное содержание первой главы связано с описанием ионизационной камеры. Приведены параметры детектора, представлены экспериментальные результаты тестирования спектрометра на пучках тепловых и быстрых нейтронов. Детально изложены методы и результаты учета основных факторов, искажающих энергетические, массовые и угловые распределения осколков. К ним относятся в первую очередь эффекты взаимодействия осколков с радиоактивной спектрометрической мишенью. На рис.1 показаны зависимости средних энергий легких и тяжелых фрагментов от обратного косинуса угла вылета θ последних относительно нормали к мишени. Масштаб энергетических потерь составляет 5-10 МэВ, поэтому коррекция экспериментальных амплитудных распределений имеет существенное значение. Приведены примеры трансформации амплитудных спектров с ростом угла вылета осколка из мишени.

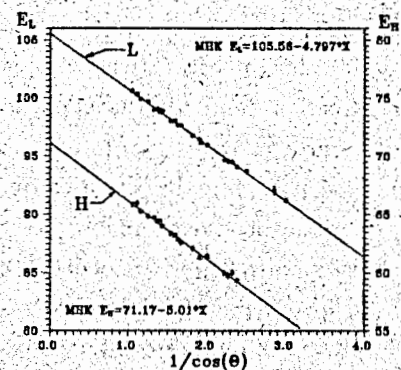


Рис.1. Зависимости средних энергий легких (верхняя прямая) и тяжелых (нижняя прямая) осколков от величины $1/\cos\theta$. Прямые проведены методом наименьших квадратов. Экстраполяция в область $1/\cos\theta < 1$ соответствует эффективному уменьшению толщины мишени.

материалов подложки и индуктивного покрытия активного пятна мишени.

К другим факторам, учтенным при обработке экспериментальных спектров, относятся: 1) рассеяние осколков при движении в мишени, 2) стабильность электронного тракта регистрации, 3) стабильность давления рабочего газа, 4) неполная экранировка сеткой заряда, движущегося между катодом и сеткой, 5) дефект амплитуды импульса, 6) эмиссия гловенных нейтронов деления, 7) кинематические эффекты (при работе с быстрыми нейтронами), 8) взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами рабочего газа (90%Ar+10%CH₄ при давлении $1.05 \cdot 10^3$ кПа), 9) наложение импульсов α -частиц на импульсы осколков деления и др.

Исследования угловых распределений осколков сопряжены с корректным определением положения центра тяжести ионизационного трека относительно катода x/D в зависимости от энергии осколков. Экспериментально определенные значения x/D представлены на рис.2 для обеих половин двойной камеры с сетками. Наблюдается не только довольно резкая зависимость x/D от энергии, но и от

Подробно описаны методы накопления и обработки экспериментальной информации. Пофайловая организация процедуры накопления многомерных спектров позволила провести тестирование устойчивости полученных результатов, а высокая накопленная статистика (несколько миллионов событий) гарантировала точность и корректность калибровочных процедур.

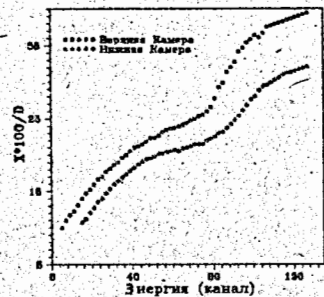


Рис.2. Значения параметра χD в функции энергии осколка, определенные для двух дополнительных камер: верхнее семейство — для осколков, покидающих урановую мишень сквозь золотое покрытие, нижнее — сквозь алюминиевую подложку.

Описаны источники тепловых и быстрых нейтронов (ядерные реакции). Даны характеристики активных спектрометрических мишеней. Дано краткое описание процедур изготовления ППД и их калибровки.

Во второй главе представлено краткое изложение основ модели массовых каналов деления. На примере исследования массово-энергетических корреляций продуктов бинарного деления ряда ядер показано, что структура массовой кривой коррелирует со структурой энергетических распределений, причем наиболее информативной оказывается зависимость дисперсий последних от масс осколков. Практически для всех изученных делящихся систем достаточно явно выделены группы осколков, концентрирующиеся в области масс 134, 140 и 146 а.е.м. Период структур по оси масс в 6 единиц является неотъемлемым свойством процесса деления холодного ядра. Огромную роль играют эффекты ядерных оболочек.

10

Демонстрация существования по крайней мере стандартных массовых каналов деления была осуществлена в ряде экспериментов, суть которых сводилась к следующему. Если каждой долине деления на поверхности потенциальной энергии ядра соответствует свой барьер, то при изменении энергии возбуждения системы, вносимой, например, нейтроном, должны проявляться вариации вероятности заселения соответствующих долин. Разумеется наиболее интересна область вершины наблюдаемого барьера. Впервые такие исследования проведены в Гиле для деления урана-235 резонансными нейтронами. В настоящей работе были использованы ядра нептуния и америция, облучаемые быстрыми нейтронами. Результаты для делящейся системы ^{238}Np представлены на рис.3. Быстрый рост вклада первого стандартного канала Y_{c1} в подбарьерной области энергий возбуждения сменяется столь же быстрым падением при дальнейшем увеличении E_n . На рисунке для наглядности в качестве оси абсцисс выбрана энергия возбуждения компаунд-ядра в обобщенной седловой точке, ассоциируемой с барьером, определяющим наблюдаемое полное сечение деления нептуния. Вариации Y_{c1} довольно велики и хорошо наблюдаемы. По порядку величины они согласуются с аналогичными данными для деления ^{235}U резонансными нейтронами и, по-видимому, имеют ту же причину — различие

11

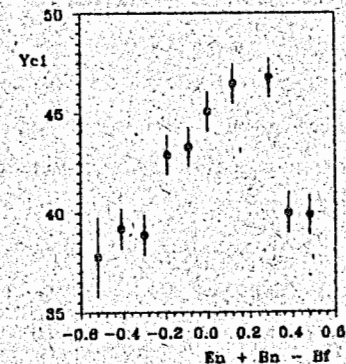


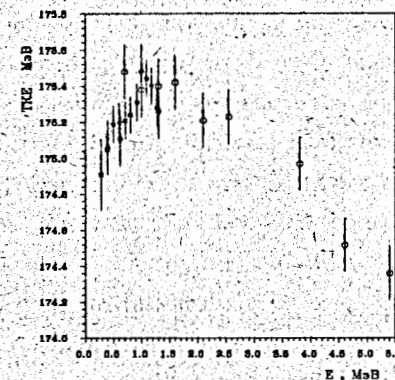
Рис.3. Выход осколков первого стандартного канала деления ^{238}Np в зависимости от энергии возбуждения составного ядра в обобщенной седловой точке потенциального барьера B_f .

11

парциальных барьеров деления ядра, соответствующих стандартным МКД C1 и C2. Отсутствие избирательности заселения долин и, как следствие, постоянство Y_{C1} во всем диапазоне возбуждений ядра, было бы яркой иллюстрацией идентичности парциальных барьеров и, более того, могло бы рассматриваться, как экспериментальный аргумент против модели МКД. Наблюдаемое же поведение Y_{C1} свидетельствует об обратном. При этом нет нужды в анализе делительных шириин разрешенных резонансов и поиске корреляций их с Y_{C1} , что само по себе является сложной процедурой, особенно в области слабых резонансов. Различия парциальных барьеров в каналах C1 и C2 можно оценить исходя из энергетических зависимостей абсолютных сечений деления. Для этого выходы Y_{C1} и Y_{C2} необходимо умножить на экспериментально наблюдаемое сечение $\sigma_f(E_n)$. Сдвиг кривых относительно друг друга невелик, наклон примерно, одинаков, а разница высот барьеров деления составляет около $\Delta V_f = 120 \pm 40$ кэВ, причем барьер в первом стандартном канале выше, чем во втором. Констатация факта различия барьеров деления в каналах C1 и C2, даже небольшого, имеет важное значение и с точки зрения определения области бифуркации асимметричной долины. Поскольку барьерный эффект наблюдается в массовых спектрах осколков, ветвление долины, зародившейся в области второго минимума, должно произойти еще до достижения системой седловой конфигурации. В рассматриваемой области энергий возбуждения дважды нечетного компаунд-ядра ^{238}Np угловые распределения осколков вряд ли можно использовать для подтверждения этого вывода. Если каналовая зависимость угловой анизотропии, а именно о ней имеет смысл в данном случае говорить, и существует, то столь слабая, что для наблюдения эффекта необходимо

существенное увеличение статистической обеспеченности эксперимента, в ближайшей перспективе не достижимой.

Значительный рост выхода осколков первого стандартного канала с 37% до 47% при неизменном энергетическом распределении должен увеличить среднюю полную кинетическую энергию осколков нептуния ТКЕ. Данные об этой характеристике наиболее доступны в литературе и могут быть использованы для сравнения с результатами настоящей работы. Результаты измерений ТКЕ в функции энергии налетающих нейтронов представлены на рис.4. Как и ожидалось, в подбарьерной области ТКЕ быстро растет с E_n в соответствии с ростом вклада канала C1. Относительный и абсолютный рост ТКЕ одинаков в настоящей работе и в [88]. К сожалению данные о делении ^{237}Np тепловыми нейтронами недоступны.



Третья глава посвящена проблеме связи явления холодной фрагментации ядер с массовыми каналами деления. При

Рис.4. Полная средняя кинетическая энергия осколков деления ^{237}Np в функции энергии налетающих нейтронов E_n : • — настоящая работа. Данные получены методом парных энергий с помощью полупроводниковых детекторов.

отборе осколков деления, обладающих кинетической энергией выше среднего значения, получаемые массовые распределения претерпевают значительные изменения относительно интегрального по энергии спектра. Этот эффект впервые отмечается Милтоном и Фрезером [3],

исследовавшими методом времени пролета МЭР осколков деления $^{233,235}\text{U}$ и ^{239}Pu тепловыми нейтронами еще в 1961 году. Три года спустя Томас с сотрудниками представили аналогичные данные, но при существенно более высокой статистике. При повышении кинетической энергии легкого осколка E_L плавная кривая выходов проявляет все более выраженную структуру, которая в области предельно допустимых значений E_L дает трехкомпонентный массовый спектр. Абсолютный выход соответствующих осколков крайне низок и не превышает 10^{-5} . Пики распределений локализованы в районе масс тяжелых осколков 134, 140 и 146 а.е.м. для всех делящихся систем. Сумма энергии кулоновского взаимодействия сформировавшихся осколков и их энергии деформации достигает значения теплоты реакции Q (дефект масс) в области компактных конфигураций делящегося ядра и соответствующих им высоких наблюдаемых кинетических энергий. Таким образом система в точке разрыва оказывается практически без внутреннего возбуждения, то есть холодной. Именно с этим фактом и была связана структура массовых спектров. В 70-х и особенно 80-х годах эффект был подтвержден на более высоком экспериментальном уровне [6,11], а явление деления такого рода получило название **ХОЛОДНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДРА (ХФ)** или холодного компактного деления. Последний термин подчеркивает конфигурационную особенность процесса. На рис.5 показаны характерные спектры продуктов ХФ (деление урана-235 тепловыми нейтронами; настоящая работа). Первой и основной особенностью спектров ХФ является локализация структурных пиков в одних и тех же областях масс тяжелых осколков: 134, 140, 146 и т.д. а.е.м. независимо от нуклонного состава компаунд-ядра. Это свидетельствует о превалирующей роли именно тяжелого фрагмента в процессе деления. Отметим также, что усредненные по кинетической

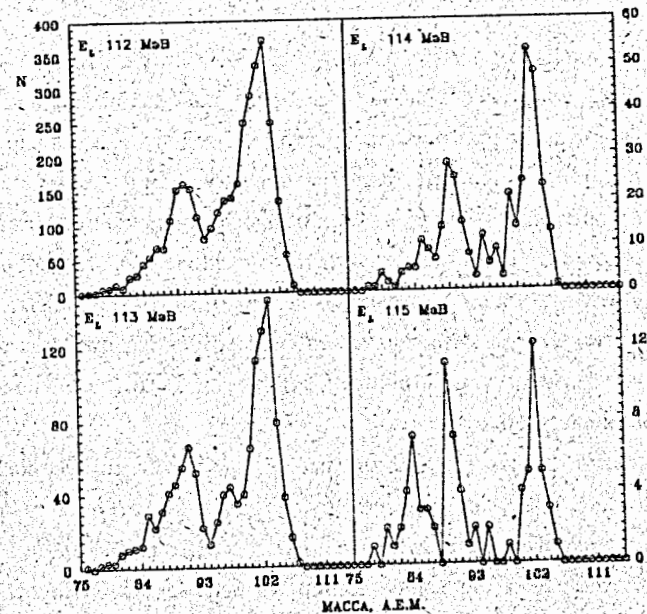


Рис.5. Спектры продуктов холодной фрагментации ^{235}U тепловыми нейтронами. Шкала выходов - в абсолютных единицах. Во всех кадрах приведены значения кинетической энергии легких осколков.

энергии массовые распределения демонстрируют практически тот же набор компонентов. Во всяком случае, стандартные каналы C1 и C2 довольно ярко проявляют себя и в спектре ХФ. При высокой кинетической энергии осколков, соответствующей разрыву системы на ранней стадии спуска вдоль долины деления, ширины компонентов имеют относительно малую величину, что, с одной стороны, позволяет их явно наблюдать, а с другой - сделать вывод об изменении профиля долины по мере приближения к точке выхода, где разделительный

барьер прекращает свое существование. Наличие в спектрах ХФ кроме С1, С2 и других компонентов, например, сильного пика $m_n = 146$ а.е.м., свидетельствует о наличии развитого набора долин деления, если, конечно, факт взаимосвязи спектров ХФ и массовых каналов деления надежно установить хотя бы для двух стандартных МКД. Детальному анализу этой проблемы посвящено основное содержание третьей главы. При этом используются полученные впервые данные о ХФ урана под действием быстрых нейтронов, позволяющие выяснить судьбу энергии возбуждения системы в седловой точке при движении ядра в точку разрыва - перехода ее в коллективные степени свободы делящегося ядра не обнаружено.

Облучение другого ядра мишени - ^{236}U - быстрыми нейтронами позволило сделать ряд существенных заключений о свойствах массовых каналов. Изменяя ТКЕ (или E_L) можно в принципе проследить изменение профиля долины. Продемонстрируем это на примере канала С1, наиболее выраженного во всех доступных спектрах ХФ. Для этого необходимо разложение массовых распределений на гауссовы компоненты в той области E_L , где оно еще корректно. Профиль долины С1 отражается прежде всего в ширине массового спектра или его дисперсии. Последняя величина для обоих изотопов урана практически одинакова в широком диапазоне изменения свободной энергии $S=(Q_{\text{MAX}}-\text{ТКЕ})$, как следует из рис.6. Это весьма существенный факт: несмотря на различия для двух изотопов урана угловых распределений осколков и проницаемости разделительного барьера, определяющего выход С1 в области ХФ, долины потенциальных поверхностей обоих ядер идентичны по профилю и, видимо, по длине (судя по спектру кинетической энергии). Можно ожидать аналогичную картину и для других МКД. К сожалению, довольно сложно, если вообще возможно, определить, какую часть S

исчерпывает энергия возбуждения системы в точке разрыва $E^*_{\text{разр}}$, связанная с ядерной вязкостью. Данные о зарядовых спектрах осколков [12], чувствительные к $E^*_{\text{разр}}$, недостаточно точны, как и результаты измерения средних выходов нейтронов деления [13,14]. Поэтому ни диссипативная, ни деформационная составляющие S нам неизвестны и нет, таким образом,

пути преобразования дисперсии массового спектра в имеющую ясный физический смысл жесткость долины С1. Последняя характеристика достаточно корректно может быть выделена лишь в сравнительных экспериментах по облучению тяжелых ядер нейтронами средних энергий - до 18 МэВ. Важно, что лишь вносимое в систему возбуждение уверенно может быть использовано для определения температурных зависимостей характеристик осколков деления, а это открывает перспективу анализа моментов инерции делящегося ядра в точке разрыва.

Сравнение спектров ХФ изотопов урана нейтронами различной энергии показало реальность связи редких компактных мод деления с долинами потенциальной поверхности и подчеркнуло роль разделительных барьеров. Это стало возможным благодаря малой дисперсии массовых компонентов, что в свою очередь позволило установить единый профиль долины канала С1, по крайней мере, для двух соседних изотопов урана.

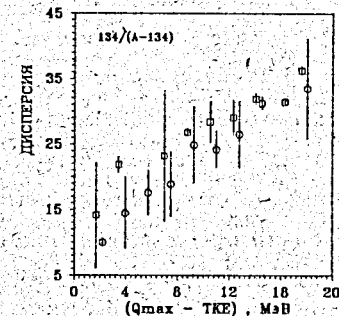


Рис.6. Дисперсии массовых компонентов С1 спектров осколков деления ^{235}U (O) и ^{236}U (□) в зависимости от свободной энергии системы (Q-ТКЕ).

Четвертая глава посвящена обнаружению и исследованию основных свойств высокоасимметричного канала деления составного ядра ^{237}U . Вопрос ставился следующим образом: если проницаемость парциальных барьеров деления определяет вклад отдельных МКД в наблюдаемый массовый спектр осколков, то возможно заметное усиление высокоасимметричных выходов при делении ядра в окрестности вершины обобщенного потенциального барьера в области локализации так называемых вибрационных резонансов проницаемости. Интегральный спектр масс осколков представлен на рис.7, его асимметричная часть вместе с данными для других делящихся систем на рис.8.

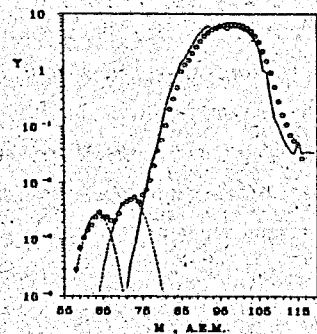


Рис.7. Массовый спектр осколков деления ^{236}U нейтронами с энергией 1 МэВ для $\cos\theta > 0.5$. Пунктир - описание гауссианами, сплошная - рекомендованные данные из файла [15].

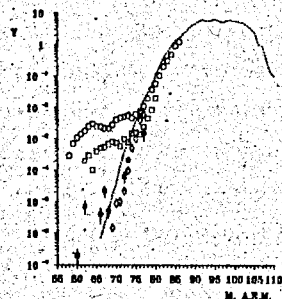


Рис.8. Выходы осколков деления ряда тяжелых ядер в области высокой массовой асимметрии: \square - $^{252}\text{Cf}(sf)$ [16]; \bullet - $^{238}\text{U}(n,f)$ [17,18]; \circ - $^{235}\text{U}(n,f)$ [19].

До настоящего эксперимента набор данных исчерпывался выходами, легчайшие из которых определены для $m_L = 85$ и 89 а.е.м. [20]. Кривая показывает аппроксимацию легкого крыла спектра фрагментов суммой трех гауссианов. В наших данных в районе масс

ниже 75 а.е.м. наблюдается двухкомпонентная структура с центрами в районе $m_L = 64$ а.е.м. и $m_L = 70$ а.е.м. Угловые распределения осколков имеют отчетливую анизотропию под углом 90° к направлению падающих нейтронов, поэтому в телесном угле, ограниченном $\cos\theta > 0.75$, структура массовой кривой наблюдается менее отчетливо, чем для $\cos\theta > 0.5$. Дальнейшего усиления эффекта можно добиться отбором событий, отвечающих малым значениям $\cos\theta$, что методически проблематично, или сужением области интегрирования по кинетической энергии E_L . Последний путь не позволяет провести корректное сравнение массовой кривой с данными для других реакций вследствие сильной зависимости спектров от кинетической энергии осколков (Глава III). Учитывая, что средний дифференциальный экспериментальный фон составлял около 10^{-8} событий/МэВ/а.е.м., можно заключить, что обнаруженная структура Y_m реально существует, и, по-видимому, отражает независимые компоненты осколков. Как видно из рисунков 7 и 8, уровень выходов чрезвычайно высок - до $10^{-3}\%$. На рис.8 представлены результаты измерений массасимметричных выходов того же диапазона, выполненных для других делящихся ядер. Прежде всего необходимо отметить радиохимические исследования осколков деления ^{238}U реакторными нейтронами [17,18]. Исторически это была первая работа, приведшая к наблюдению в низкоэнергетическом делении структурирования высокоасимметричного хвоста массовой кривой. Подтверждения этих данных до сих пор не получено. Полный массовый спектр в работах [17,18] не мог быть определен принципиально, так как радиохимия предполагает использование надежной информации о радиоактивных свойствах нуклидов. В связи с этим выход осколков с массой, например, 66 а.е.м., представленной лишь изотопом никеля, может оказаться существенно заниженным. Тем не менее аномально высокий уровень выходов

асимметричного деления очевиден (на рис.8 часть данных для легких осколков получена отражением значений из области дополнительных тяжелых фрагментов [18]). Для спонтанного деления ^{252}Cf применялся традиционный метод 2-E с полупроводниковыми детекторами [16]. Внесены поправки на мгновенные нейтроны. Обнаружен уровень выходов фрагментов с массой $m_L < 75$ а.е.м. незначительно ниже наблюдаемого в настоящей работе, причем выполаживание кривой Y_m коррелирует с данными для урана. Естественно, что аналогичная аномалия в тяжелом крыле Y_m смещена примерно на 15 а.е.м. относительно урана-237. Подтверждение этого факта получено недавно авторами [21,22]. Благодаря высокой статистике авторам [16] удалось получить помассовые энергетические распределения и наблюдать отчетливые аномалии как средней энергии осколков, так и дисперсии в зависимости от m_L . Аномалии локализованы в районе масс $m_L = 64$ и 70 а.е.м., то есть там же, где и пики массовой кривой в нашем случае. В работе [23] при исследовании МЭР осколков спонтанного деления ^{248}Cm был обнаружен яркий пик дисперсии кинетической энергии опять-таки при $m_L = 70$ а.е.м. Приведенные на рис.7 и 8 и цитированные выше данные свидетельствуют об общности эффекта аномально высокого выхода осколков экстремально асимметричного деления тяжелых ядер или, по крайней мере, локальной особенности в районе $m_L = 70$ а.е.м.

Энергетическая часть МЭР в интересующей области масс дала неожиданный результат: средние значения в области обоих локальных максимумов оказываются довольно низкими - 88 - 90 МэВ, ниже на 10 - 12 МэВ относительно групп C1 и C2. Значительно отличаются и дисперсии спектров. Ширина на полувысоте для компоненты в районе $m_L = 70$ а.е.м. составляет всего 10.5 МэВ, в то время, как средний уровень для осколков меньшей массовой асимметрии достигает 14-18 МэВ. Масштаб аномальности обсуждаемых энергетических спектров

уровень для осколков меньшей массовой асимметрии достигает 14-18 МэВ. Масштаб аномальности обсуждаемых энергетических спектров можно продемонстрировать дефектом энергетического баланса, достигающего 25-30 МэВ. При этом хорошо известно, что мгновенные нейтроны обсуждаемыми легкими фрагментами не выпускаются, а четно-нечетные эффекты в зарядовых спектрах достигают рекордно высокого уровня - выше 60%. Таким образом разрывная высокоасимметричная конфигурация является холодной. Полагая, что изобарные спектры осколков деления соседних изотопов урана идентичны, было сделано предположение о принадлежности выделенных осколков изотопам железа и никеля.

Изложенные экспериментальные результаты позволили установить важный факт: легкие осколки деления тяжелых ядер различного пуклонного состава в районе $m_L = 70$ а.е.м. и $Z = 28$ явно выделены на фоне экспоненциального падения массовой кривой, обладают отличными от других фрагментов энергетическими распределениями и могут, таким образом, быть ассоциированы с нестандартной высоко асимметричной компонентой бинарного деления, существенно определяемой свойствами именно легкого, а не тяжелого фрагмента, как это наблюдалось до сих пор. Нестандартность обсуждаемой компоненты и соответствующей ей долины на потенциальной поверхности делящегося ядра обусловлена ролью не нейтронной оболочки, а протонной $P = 28$. Впервые эта идея была определенно высказана в работе [17] для объяснения данных по ^{238}U . Основанием послужило теоретическое предсказание [24] существования долины $P=28$, приводящей к повышению выхода изотопов никеля, хотя и не такого значительного, как наблюдается экспериментально. Результаты настоящей работы демонстрируют рекордно высокий уровень заселения нестандартной долины (НД), что сугубо качественно можно объяснить исходя из модели МКД

следующим образом. Если ветвление асимметричной долины происходит на ранней стадии деления, например, во второй яме потенциального барьера, то вероятность реализации того или иного МКД определяется проницаемостью соответствующего внешнего парциального барьера. Проницаемость экспоненциально растет при приближении к седловой точке. Можно предположить, что разность высот барьеров невелика, а спектры переходных состояний идентичны. Это косвенно следует из относительно невысокой вариации вкладов C_1 и C_2 при делении ^{237}Np вблизи барьера и ^{235}U резонансными нейтронами (20-40%, Глава II). В то же время, разница достаточна для обнаружения массовой зависимости угловых распределений осколков (Глава V). Отметим, что высота масс-симметричного барьера существенно иная, и изменение выхода симметричных осколков меняется от резонанса к резонансу более, чем на порядок (^{235}U) [25] и растет с ростом энергии нейтронов в нерезонансной области экспоненциально. Повторим, что без конкретных параметров барьеров деления анализ может иметь только качественный характер. Однако уже имеющиеся данные свидетельствуют о необходимости учета наблюдаемого в интегральном сечении деления вибрационного резонанса. Квантовые характеристики соответствующего квазистационарного состояния во второй яме барьера деления одинаковы для всех МКД, но положение состояния относительно седловых точек внешних барьеров разных МКД может быть и наверняка различно. Это приводит к различию функций проницаемости в разных МКД и нестандартная долина может оказаться относительно более выраженной, о чем и свидетельствует эксперимент.

Дефицит кинетической энергии осколков нестандартной долины покрывается эмиссией нейтронов дополнительным тяжелым фрагментом, что должно быть связано с высокой его деформацией в

точке разрыва. Проведенные в 4 главе расчеты позволили восстановить по экспериментальным энергетическим распределениям спектр ожидаемых деформаций гадолиния-167. На рис.9

приведены результаты расчетов в β -параметризации. Из рисунка определенно следует, что обнаруженное на эксперименте энергетическое распределение высокоасимметричных массовых пар соответствует реализации супердеформации гадолиния-167, а, значит, наблюдению предсказанной в

[15] деформированной оболочки $N=102$. Прекрасно воспроизводится не только среднее значение β , но и ширина соответствующего минимума $\delta E_{об}$. Реализация непосредственно в процессе деления деформации основного состояния $\beta=0.32$ энергетически запрещена, так как в противном случае необходимо принять огромный параметр касания $D=10$ Фм. На таком большом расстоянии ядерное взаимодействие не способно удержать пару осколков.

Малая энергия возбуждения системы, высокое устойчивое деформационное состояние одного из фрагментов и сферическая форма другого позволяют отнести обнаруженный распад ($^{70}\text{Ni}/^{167}\text{Gd}$) к классу холодного деформированного деления, принципиально

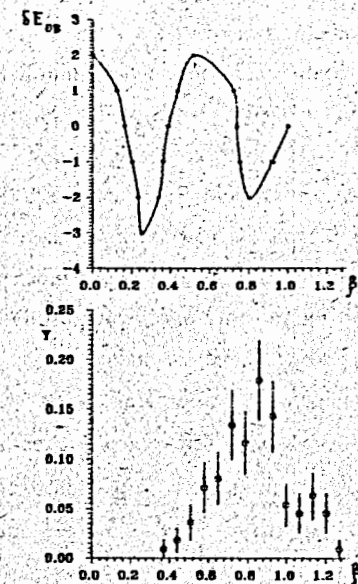


Рис.9. Спектр β -деформаций осколка ^{167}Gd : точки - эксперимент, линия вверху - предсказание [15].

отличающегося от уже хорошо известного [11,26] детерминированностью разрывной конфигурации, а также тем, что в нашем случае ХДД исчерпывает практически всю вероятность деления, а не малую ее часть. Кроме того, по-видимому, впервые мы имеем дело с каналом деления, за свойства которого отвечают оболочечные эффекты сразу в обоих осколках.

В пятой главе основное внимание уделяется определению области ветвления масс-асимметричной долины. При этом реализуется иной, чем ранее, экспериментальный и идеологический подход, заключающийся в детальных исследованиях угловых распределений $W(\theta)$ осколков для тех ядер и в тех областях энергии возбуждения, где разница парциальных барьеров деления может сказаться на $W(\theta)$. В сущности, это сводится к задаче поиска массово-угловых корреляций осколков деления:

Как правило, угловые распределения осколков деления относительно направления первичного пучка неизотропны. Впервые анизотропия наблюдалась для реакции фотоделения [27], а в дальнейшем и в процессах, индуцированных практически всеми другими частицами [28]. Анизотропия осколков является мерой доли углового момента составного ядра J , переходящей в орбитальный угловой момент относительного движения осколков. Для деформированного ядра крайне важна и другая характеристика - проекция J на ось деления - K . Спектр реализуемых на вершине барьера квантовых чисел JK и π (четность) полностью определяет форму угловых распределений осколков деления. При средних энергиях возбуждения, для которых имеет смысл статистическое рассмотрение, распределение по K характеризуется параметром K_0^2 :

$$K_0^2 = \tau F_{\text{эфф}} / \hbar^2$$

где τ - эффективная ядерная температура, $F_{\text{эфф}}$ - эффективный момент инерции. Если барьеры деления отличаются незначительно, то температура вряд ли будет играть роль в поиске массовой зависимости анизотропии. Совсем иная ситуация с эффективными моментами инерции. Если первый стандартный канал $C1$ характеризуется довольно компактной конфигурацией вследствие влияния оболочки $N=82$ в тяжелом сферическом осколке, то каналу $C2$ свойственна значительная деформация обоих партнеров. Поэтому анизотропия углового распределения A в $C1$ и $C2$ должна различаться. В приложении к индуцированному делению (предположим, в реакции (n,f)) величина A просто выражается через вносимый в ядро орбитальный момент L [31]:

$$A = W(0^\circ) / W(90^\circ) - 1 = \frac{\overline{L(L+1)}}{4K_0^2} \left[1 + \frac{\overline{L(L+1)} - 2I_0(I_0 + 1)}{18K_0^2} \right]$$

где I_0 - спин ядра-мишени и $\overline{L(L+1)} = 0.5(2.1 \sqrt{E_n} + 1)^2$. Видно, что с ростом энергии нейтронов угловая анизотропия будет определяться соотношением роста вносимого углового момента и расширением распределения по K . При сравнении симметричного и асимметричного деления основную роль играет значительная разница высот соответствующих барьеров деления и угловая анизотропия определенно различается. Экспериментально этот факт обнаружен довольно давно, например, в исследованиях свойств деления ^{226}Ra протонами [32]. С чисто асимметричным делением проблема не столь проста вследствие вероятной близости параметров парциальных барьеров. Многолетние усилия ряда групп по поиску массово-угловых

корреляций осколков деления актинидов при низких энергиях возбуждения не дали положительных результатов, хотя работы были выполнены целенаправленно и с хорошей статистической точностью. Недавние радиохимические исследования угловой анизотропии отобранных осколков деления урана-233 в реакции $^{232}\text{Th}(p,f)$ [33] при $E_p = 12$ МэВ показали, что в области превалирования каналов С1 и С2 анизотропия меняется довольно ощутимо - от 20 до 40 %.

Крайне важную информацию дают исследования массовых и угловых распределений осколков фотоделения четно-четных тяжелых ядер, где в широком диапазоне энергий γ -квантов превалирует дипольное и квадрупольное фотопоглощение [34,35]. В итоге из всего разнообразия переходных состояний на вершине барьера лишь несколько вносят вклад в наблюдаемое угловое распределение, описываемое в рамках традиционной параметризации. Кнайсль с сотрудниками (Штуттгарт, Германия) выполнил цикл работ с поляризованными [36,37] и монохроматическими γ -квантами. В отличие от всех упомянутых экспериментальных данных, эффект зависимости $W(\theta)$ от массы осколка не только очевидно существует, но и показывает КАЧЕСТВЕННОЕ отличие угловых распределений в разных МКД. На момент постановки настоящей работы данные штуттгартской группы не существовали, и основная идея нейтронного эксперимента состояла в эвристическом исследовании по возможности полного углового распределения осколков в функции масс и кинетических энергий. В качестве ядра-мишени был выбран уран-236, что оказалось весьма удачным, так как в опытах с ^{238}U основной вклад в наблюдаемую картину в [38] вносил процесс $^{238}\text{U}(\gamma, pf)$, то есть делящееся ядро - ^{237}U - получилось то же, что и планировалось нами.

На рис.10 приведены угловые распределения в абсолютных единицах для осколков, имеющих массы $93 < m_1 < 100$ (канал С2) и $m_1 \geq 105$ (канал С1). В качестве переменной оси абсцисс выбран квадрат косинуса. Это позволяет видеть, что в экспериментальных распределениях явно присутствуют компоненты, описываемые полиномами до четвертой степени:

$$W(\theta) = s + b(\cos\theta)^2 + c(\cos\theta)^4 \quad (c \text{ нормировкой } s+b+c=1).$$

Для канала С1 аппроксимирующая функция может быть сложнее, если принимать во внимание несовершенное описание распределения (рис.10,б) в интервале $(\cos\theta)^2 = 0.45 - 0.70$. Тем не менее, указанная функция была принята для обработки угловых спектров для каждого массового расщепления. Полученные методом наименьших квадратов коэффициенты b и c в интервале масс от 80 до 118 а.е.м. представлены на рис.11. Обращает на себя внимание, во-первых, резкая массовая

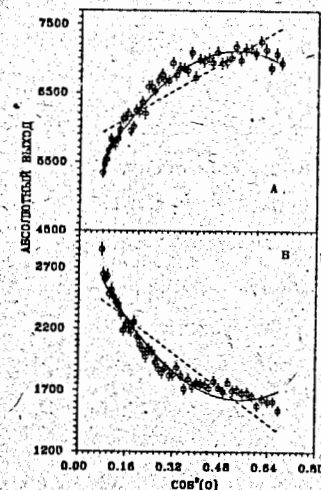


Рис.10. Угловые распределения осколков каналов С2 (А) и С1 (Б). Пунктир -- описание полиномом 2 степени $\cos\theta$, сплошные - до 4 степени.

зависимость b и c и, во-вторых, очевидная их антикорреляция, подчеркивающая роль угла 45° . Последнее обстоятельство интересно с точки зрения планирования эксперимента. Если ориентироваться на изучение угловой анизотропии $A = b+c = W(0^\circ)/W(90^\circ) - 1$, а не полного распределения (как это было сделано в работах [32]), то может быть утрачена принципиальная информация.

Возвращаясь к данным по фотоделению урана-238 [38], следует отметить, что для делящегося ядра ^{237}U в настоящей работе вновь обнаружена принципиальная разница угловых распределений в стандартных каналах $C1$ и $C2$. Формы распределений в нашем случае и в случае фотоделения различны, что не удивительно, так как спектры переходных состояний в обоих случаях заведомо различны. Но принципиальное качественное согласие результатов указывает на общность искомого с самой постановки работы эффекта - барьеры в каналах $C1$ и $C2$ различны и, значит, ветвление долины деления происходит до достижения вершины внешнего барьера.

При энергии падающих на ^{236}U нейтронов $E_n = 1$ МэВ доступные орбитальные моменты ограничиваются $L = 3$ [35], причем наиболее вероятно поглощение p - и d - волн ($L=1,2$). Возможны 13 комбинаций квантовых чисел $(J;K)$, одна из которых - $(1/2,1/2)$ дает изотропную

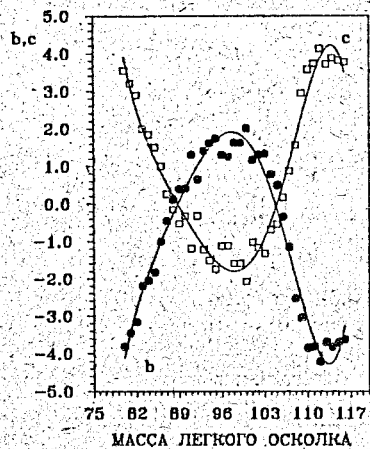


Рис.11. Коэффициенты b и c при $(\cos\theta)^2$ и $(\cos\theta)^4$ угловых распределений осколков фиксированной массы.

составляющую углового распределения осколков. Очевидно, что комбинации $J=K$ приводят к преимущественному вылету осколков перпендикулярно нейтронному пучку, а $J>K$ - вдоль него. Сравнивая расчетные кривые с экспериментальными данными рис.10,11, можно заключить следующее.

1. Во втором стандартном канале $C2$ несомненно превалирование $(J;K)=(5/2;3/2)$, так как только эта комбинация выделяет угол 45° . Какова примесь иных наборов $(J;K)$ - неизвестно, но учитывая масштаб неизотропности углового спектра (рис.10,а), можно ожидать заметного вклада всех других $(J;K)$, включая изотропный.

2. В канале $C1$ значительна роль $(J;K)=(5/2;5/2)$ и $(3/2;3/2)$. Заметим, что масштаб неизотропности больше, чем в канале $C2$.

3. Для выходов осколков высокой массовой асимметрии (рис.11) угловые распределения определяются каналами с большими $K = 5/2$ и $7/2$.

4. Каналы с малыми $K = 1/2$ (исключая, может быть, лишь $(1/2;1/2)$) в экспериментальных спектрах не проявляются практически ни для каких массовых расщеплений.

Наряду с массово-угловыми корреляциями осколков определенный интерес представляют корреляции угол-кинетическая энергия, так как последняя величина характеризует близость точки разрыва к вершине барьера. Кроме того, для исследования роли разделительного барьера в формировании угловых распределений осколков (если таковая вообще существует), безусловно необходим отбор событий по E_k . В этой связи неизвестно, отличаются ли угловые спектры продуктов холодной фрагментации от усредненных $W(\theta)$ или нет. Если, предположим, на начальной стадии спуска системы из седловой точки процесс достаточно медленный, чтобы имели смысл состояния на разделительном барьере, то их спектр определит

наблюдаемые угловые распределения $W(\theta, E_k)$, не обязательно совпадающие со средними.

Угловые распределения в системе центра масс для 4 значений E_L представлены на рис.12. Диапазон углов $5^\circ < \theta < 70^\circ$. Используя

описанный выше формализм, можно заключить, что в области холодной фрагментации, на ранней стадии постседловой эволюции делящейся системы имеет место отбор по K : наблюдается с

подавляющей вероятностью реализация единственного канала $(J,K)=(5/2,5/2)$

(без изотропной подложки!). На линии разрыва возможна сложная композиция наборов (J,K) со значительной примесью канала $(5/2,3/2)$. Промежуточные по энергии E_L сечения демонстрируют плавный переход от одного углового распределения к другому. За отбор по K несомненно ответственны разделительные барьеры. В разных МКД можно ожидать разное соотношение спектров в двух крайних точках разрыва, значит свойства разделительных барьеров различны и определяются структурой поверхности потенциальной энергии делящегося ядра.

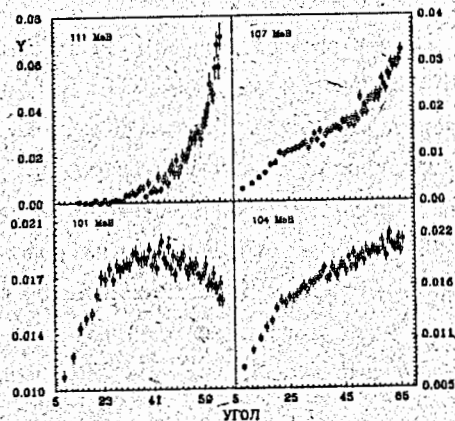


Рис.12. Угловые распределения осколков деления урана-236 нейтронами для разных кинетических энергий легкого фрагмента.

разрыва, значит свойства разделительных барьеров различны и определяются структурой поверхности потенциальной энергии делящегося ядра.

Высокая отрицательная анизотропия в области XF удивительно коррелирует со свойствами деления урана-237 через вибрационный резонанс проницаемости. Конечно, для интерпретации этой корреляции экспериментальных данных только по средним характеристикам явно недостаточно, но сам факт заслуживает дальнейшего исследования. Тем более, что адекватного и исчерпывающего объяснения флуктуаций полной средней кинетической энергии фрагментов при делении вблизи резонанса до сих пор не получено. Единственный, с технической точки зрения, путь - увеличение статистики.

В заключительной шестой главе обсуждается проявление ядерной вязкости в массовых распределениях осколков деления. Динамические аспекты физики деления и временная картина процесса долгое время остаются наиболее тонкими и интересными вопросами. Впервые проблема ядерной вязкости применительно к явлению деления ядер была сформулирована Крамерсом [39], однако успехи модели Бора в описании известных в то время свойств реакции привели к практически полному забвению идеи Крамерса. Лишь в последние два десятилетия благодаря развитию компьютерных методов теоретической физики учет флуктуаций и диссипации позволил заметно продвинуться в понимании широкого круга наблюдаемых в делении эффектов [40]. Способствовали этому и экспериментальные усилия. В частности, данные об испускании нуклонов и α -частиц на этапе спуска системы с вершины барьера еще до разрыва (см. обзор [41]), исследования МЭР осколков деления доактинидных и актинидных ядер показали не только реальность ядерной вязкости в делении, но и крайнюю необходимость развития

динамических подходов к описанию свойств процесса. Основное внимание было и продолжает уделяться нагретым до температуры $\Theta = 1 - 2$ МэВ ядерным системам, когда в учете оболочечных и парных эффектов нет необходимости. Поэтому и набор экспериментальной информации, подлежащей анализу, ограничен, как правило, возможностями исследования свойств реакций слияния-деления. Анализ процесса деления, протекающего при низкой энергии возбуждения, требует основательных дополнительных усилий теории, так как и механизм диссипации, и временной масштаб изменения формы холодного ядра могут значительно отличаться от соответствующих свойств системы горячей. К сожалению, в настоящее время не существует адекватной динамической модели низкоэнергетического деления, поэтому ни о каком сравнении теории и эксперимента, ни о каких предсказаниях, связанных с механизмом диссипации энергии на этапе спуска ядра из седловой области, не может быть и речи. Принципиально вопрос может пока стоять лишь о возможностях наблюдения на опыте эффектов, имеющих прямое отношение к вязкости ядра, о накоплении фактического материала, на основе которого сможет в будущем развиваться соответствующая модель. При этом надо иметь в виду, что холодное ядро, делящееся вблизи вершины потенциального барьера, является очень удобным объектом, так как любое указание на наличие в точке его разрыва внутреннего возбуждения может быть отнесено на счет диссипировавшей энергии коллективного движения E_{Diss} . Проведенные расчеты показали реальность ядерной вязкости в процессе деления актинидов. На рис.13, например, приведены результаты описания наблюдаемой температурной зависимости дисперсии массовых распределений осколков деления урана-233 нейтронами в двух предположениях: с учетом диссипации и без ее

учета. В обоих случаях описание данных совершенно, однако параметры разнятся. Без учета ядерной вязкости энергия нулевых колебаний оказывается выше любых разумных оценок и составляет 0.8 МэВ. В альтернативном подходе - всего 0.1 МэВ, что физически обоснованно. Аналогичные данные изложены в шестой главе для ряда ядер.

Анализ массовых распределений осколков деления широкого круга ядер позволил построить зависимость доли высвобождаемой на этапе спуска ядра с вершины барьера энергии, переходящей во внутреннее возбуждение системы $R(\Delta E_{Def})$. Этот результат представлен на рис.14, из которого следует, что начальный этап (по крайней мере, первая треть спуска) заседловой эволюции ядра сопровождается максимальной вязкостью.

В диссертации подробно изложены возможности изучения эмиссии нейтронов делящейся системой до момента разрыва на осколки. Основой метода служит прецизионная спектрометрия - определение методом парных энергий масс осколков весьма чувствительно к предположениям о

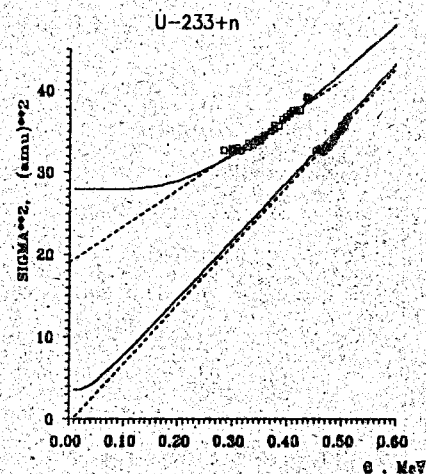


Рис.13. Описание температурной зависимости массовой дисперсии осколков деления ^{233}U [45] при двух предположениях: сверху - $E_{Diss}=0$; внизу - энергия диссипации, $E_{Diss} = 6$ МэВ. Пунктир - высокотемпературное приближение.

природе сопутствующих излучений. Это позволяет анализировать множественность предразрывных нейтронов в разных массовых каналах в довольно широком диапазоне изменения кулоновской части энергетического баланса. Показано, что ядерная вязкость в разных МКД различна и зависит от свойств осколков. Долины, формируемые нейтронами и протонными оболочками не сопровождаются испусканием нейтронов до разрыва системы на осколки, в остальных каналах нейтронная активность фиксируется экспериментально. Эмиссия предразрывных нейтронов в вязких каналах имеет место преимущественно на первой трети спуска ядра из седловой точки, что связано с различной скоростью изменения формы ядра при движении вдоль долины. Жесткости долин, ассоциируемых со стандартными массовыми каналами С1 и С2, существенно различны.

В заключении подводятся итог выполненной работы, кратко излагаются основные принципиальные выводы.

Основным и главным итогом представленной выше работы является экспериментальное подтверждение существования на поверхности потенциальной энергии делящегося ядра нескольких независимых долин, приводящих к масс-асимметричному разрыву системы, и выяснение их свойств.

Все методические усилия были направлены на создание условий корректного и прецизионного анализа по возможности всех свойств

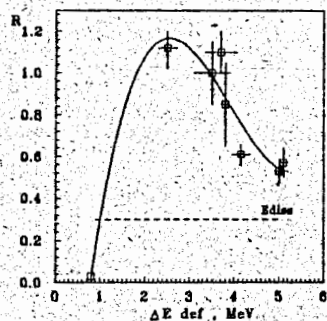


Рис.14. Зависимость доли E_{BISS} в высвобождаемой энергии ΔE_{def} за счет изменения деформации системы на этапе спуска из седловой точки (см. текст).

осколков, включая их массы, кинетические энергии и угловые распределения. Для этого был разработан и построен современный 4π спектрометр осколков деления на основе двойной ионизационной камеры с сетками Фриша с полностью автоматизированной системой сбора, хранения и обработки экспериментальной информации. Экспериментально-расчетным путем подробно исследованы факторы искажения амплитуд импульсов осколков, включая амплитудный дефект, неполную экранирующую способность сетки, эффекты наложения импульсов, эффективную толщину мишеней и их подложек, нестабильность электронных трактов регистрации, влияние быстрых нейтронов, что позволило адаптировать детектор к условиям работы на высокоточных ускорителях частиц. Построена адекватная схема обработки данных, включающая примененную впервые угловую селекцию парных событий. Достигнуты приемлемые для решения поставленных научных задач параметры: массовое разрешение 1.5 а.е.м., энергетическое - 1-1.5 МэВ и угловое 3-5°, допустимая нагрузка по α-частицам - 10³ Бк. Интегральная нестабильность электронных трактов в анодных каналах составила 0.5% в течение сеансов длительностью до 10³ часов. Максимальный дифференциальный фон в многомерных матрицах данных не превышал 10⁻⁸ событий/МэВ/а.е.м. Для работы с образцами, обладавшими высокой активностью, были применены полупроводниковые кремниевые детекторы, изготовленные и тестированные силами творческого коллектива. Полное полезное время экспозиции детекторов (ИКС и ППД) на нейтронных пучках ускорительного комплекса ФЭИ составило более 5000 часов.

Тщательное планирование экспериментов было направлено прежде всего на создание таких условий деления ядер, когда каналовая структура потенциальной поверхности проявляется наиболее ярко. Поэтому часть экспериментов предусматривала подробное измерение

МЭР осколков в околороговых областях возбуждения компаунд-систем в функции изменяемой энергии падающих нейтронов. В итоге, экспериментальные усилия были сведены к следующим работам и вытекающим из них результатам.

1. Измерены МЭР осколков деления ^{237}Np и ^{243}Am нейтронами с энергией соответственно 0.28-1.28 МэВ и 1-3.5 МэВ, что позволило впервые наблюдать коррелированное с изменением E_n перераспределение вкладов в интегральный по E_k массовый спектр осколков каналов С1 и С2 в районе вершины барьера деления. Это позволило заключить, что парциальные барьеры в разных МКД различны и модулируют конкуренцию заселения долин.

2. Выполнены измерения спектров холодной фрагментации ^{235}U тепловыми и быстрыми (впервые) нейтронами, ^{236}U и ^{243}Am нейтронами с энергией 1 МэВ (также впервые). Сравнительный анализ спектров ХФ показал, что долины деления и соответствующие им МКД возникают на ранней стадии спуска делящегося ядра из седловой области, а сами спектры ХФ непрерывно переходят в интегральные массовые распределения осколков. При этом свойства одноименных долин деления близких по нуклонному составу ядер идентичны. В случае америция показано расщепление надвое пиков основных спектральных компонентов.

3. При исследовании МЭР осколков деления ^{236}U обнаружена новая нестандартная долина, определяемая сферической протонной оболочкой $P=28$. Аномально низкая полная кинетическая энергия и малая ширина энергетического спектра в ИД привели к экспериментальному обнаружению сверхдеформированного состояния ядер ^{167}Gd , связанного с существованием предсказанной теоретически деформированной нейтронной оболочки в районе $N=102$.

4. Подробно изучены угловые распределения осколков деления ^{236}U в функции их массы и кинетической энергии. Показано, что в каналах С1

и С2 угловые спектры качественно различны. Это позволило сделать заключение, что ветвление асимметричной долины деления происходит до достижения системой вершины барьера деления (внешнего горба). Связь угловых распределений с их кинетической энергией, наиболее ярко наблюдаемая в области ХФ, свидетельствует о реальности разделительного барьера и влиянии его на наблюдаемые свойства осколков.

5. Показана чувствительность массовых спектров фрагментов к источнику нейтронов, сопровождающих процесс деления. Из рекордного спектрометрического массива данных для деления урана- ^{235}U тепловыми нейтронами выделена множественность предразрывных нейтронов, испускаемых преимущественно на первой трети спуска ядра из седловой точки. Эффект не обнаружен в канале С1, подверженном сильнейшему воздействию оболочки $N=82$. Сделано заключение о зависимости процесса диссипации коллективной энергии во внутренние степени свободы от характера массового расщепления.

6. Выполнены измерения МЭР осколков деления ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np и ^{243}Am нейтронами с энергией 16.5 МэВ, приведшие к установлению факта различия жесткостей долин деления каналов С1 и С2. Для обоснования корректности проведенных расчетов показана обоснованность учета вклада диссипативной энергии в энергобаланс реакции в районе точки разрыва. Сравнение данных о дисперсии интегральных массовых распределений осколков ряда ядер, делящихся спонтанно и вынужденно, позволило построить зависимость интенсивности диссипации энергии от изменения энергии деформации системы при ее движении вдоль долины деления.

Список публикаций с основными результатами диссертации:

1. Goverdovsky A.A., Ignatyuk A.V. Statistical and dynamical aspects of nuclear fission // Nucl. Physics - Proc. 17th Int. Symp., Gaüssig, 1988 - ZfK-732. P. 134-143.
2. Goverdovsky A.A. Parametrization of mass curve of neutron-induced actinide fission products // Report INDC(CCP)-307L. IAEA, Vienna. 1989.
3. Хрячков В.А., Говердовский А.А., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.Ф. и др. Холодная фрагментация урана тепловыми и быстрыми нейтронами // ЯФ.- 1991. - Т.53(3). - С.621-627.
4. Goverdovsky A.A., Mitrofanov V.F., Khryachkov V.A. The gross and fine structure of the mass distributions of fragments in the binary fission of actinides // Report INDC(CCP)-341. IAEA, Vienna. 1991.
5. Говердовский А.А., Митрофанов В.Ф. Особенности формирования массово-энергетических спектров осколков деления ^{238}Np вблизи барьера // ЯФ.- 1992. - Т.55(1). - С.16-24.
6. Khryachkov V.A., Goverdovsky A.A., Mitrofanov V.F., et al. Uranium cold fragmentation by thermal and fast neutrons // Proc. Int. Symp. on Nucl. Data for Sci. and Technol.- Julich, 1991. P.139-141.
7. Говердовский А.А., Митрофанов В.Ф., Хрячков В.А., Семенова Н.Н. Свойства осколков и эмиссия нейтронов деления урана // ЯФ.- 1992. - Т.55(9). - С.2033.
8. Говердовский А.А., Митрофанов В.Ф. Симметричное и асимметричное деление ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np и ^{243}Am нейтронами с энергией 16.5 МэВ // ЯФ.- 1993. - Т.56(1). - С.43-50.
9. Говердовский А.А., Грудзевич О.Т., Митрофанов В.Ф. и др. Наблюдение низколежащего состояния серы в реакции $^{38}\text{Ar}(n,\alpha)^{35}\text{S}$ ниже кулоновского барьера // ЯФ.- 1993. - Т.55(6). - С.16-22.
10. Goverdovsky A.A. Multidimensional analysis of charged particles from neutron induced reactions // Report INDC(CCP)-353. 1993.

11. Говердовский А.А., Митрофанов В.Ф., Хрячков В.А., Семенова Н.Н. и др. Свойства осколков и долинная структура барьера деления ^{237}U // ЯФ.- 1993. - Т.56(12).- С.40-67.
12. Хрячков В.А., Говердовский А.А., Кетлеров В.В., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.Ф. Особенности спектрометрии заряженных частиц ионизационной камерой с сеткой на пучках быстрых нейтронов // ЯФ.- 1994. - Т.57(7).- С.1221-1224.
13. Goverdovsky A.A., Mitrofanov V.F., Khryachkov V.A. Fission fragment angular distributions for a cold fragmentation process // Proc. Int. Symp. Fission Dynamics. - Smolenice. 1993. JINR. Dubna. 1994. P.127-132.
14. Goverdovsky A.A., Mitrofanov V.F., Khryachkov V.A. Properties of standard-I mass channel in fission of Z-odd nuclei // Report INDC(CCP)-382. 1994.
15. Goverdovsky A.A. Nuclear viscosity effects in fission fragments mass distributions // Report IPPE-2430. Obninsk. 1995.
16. Говердовский А.А., Хрячков В.А., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.Ф. Массово-угловые корреляции осколков деления урана // ЯФ.- 1995. - Т.58(2).- С.230-239.
17. Говердовский А.А., Митрофанов В.Ф., Хрячков В.А. Холодное деформированное деление урана в области высокой массовой асимметрии // ЯФ.- 1995. - Т.58(6).- С.1140-1156.
18. Goverdovsky A.A., Kudyaev G.A., Ostapenko Yu.B., Smirenkin G.N. ^{235}U fission in (n,f) and (n,nf) reactions // Nucl. Physics - Proc. 18th Int. Symp., Gaussig, 1988 - ZfK-732. P. 321-325.
19. Goverdovsky A.A., Nuclear viscosity and exotic fission modes // Neutron Physics - Proc. VII Int. School, Dubna, 1995.-V.1. P. 138-151.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hann O., Strassmann F. Decay model of uranium induced by neutrons // Naturwiss. -1938. - V.27. P.11.
2. The nuclear fission process / Ed. Wagemans C. - Boca Raton, Ann Arbor, Boston and London: CRC Press, 1992.
3. Milton J.C.D., Fraser J.S. Time-of-flight fission studies on U^{233} , U^{235} , and Pu^{239} // Canad. J. Phys.. - 1962. - V. 40. P. 1626-1663.
4. Asghar M., Caitucoli F., Leroux B., Maurel M., Perrin P. Fission fragment energy correlation measurements for $^{229}\text{Th}(n_{th},f)$ // Nucl. Phys. - 1982. - V. A373. P. 225-236.
5. Brosa U., Grossmann S., Muller A. Nuclear scission // Phys. Rev. - 1985. - V.C32. P.1438.
6. Budtz-Jorgensen C., Knitter H.-H. // Proc. Int Symp.- Gaussig, 1985.
7. Frisch O. Isotope analysis of uranium samples by means of their α -ray groups // Brit. At. Energy Com. Report BR-49. - 1944.
8. Budtz-Jorgensen C., Knitter H.-H., Streade Ch., Hamsch F.-J. A twin ionization chamber for fission fragment detection // Nucl. Instr. Meth.- 1987. - V.A258. P. 209-220.
9. Huisenga J.R., Vandenbosch R., Warhanek H. // Phys. Rev.- 1961.- V.124. P.1964.
10. Козлов А.Г., Кузьминов Б.Д., Куцаева Л.С., Сергачев А.И. Средняя кинетическая энергия осколков при делении ^{237}Np нейтронами // ЯФ. - 1968. - Т.7. - Вып. 6. - С.1185-1186.
11. Mollekopf W., Kaufmann J., Gonnwein F. et.al. Cold deformed fission // J.Phys. G. - 1992. - V. 18. P.L203-L210.
12. Fioni G., Faust H.R. Review of nuclear charge distribution from (n_{th},f) experiments at the Lohengrin spectrometer // Proc. Int. Symp. Fission Dynamics. - Smolenice. 1993. JINR. Dubna. 1994. P.147-159.

13. Maslin E.E., Rodgers A.L., Core G.F. Prompt neutron emission from ^{235}U fission fragments // *Phys. Rev.* - 1967. - V.164. - N 4. - P.1520-1527.
14. Boldeman J.W., Musgrove de L., Walsh R.L. Prompt neutron emission from ^{235}U fission fragments // *Austral. J.Phys.* - 1971. - V.24. - P.821.
15. Wilkins B.D., Steinberg E.P., Chasman R.R. Scission point model of nuclear fission based on deformed-shell effects // *Phys.Rev.* - 1976. - V.14. P.1831-1863.
16. Barreau G., Sicre A., Caitucoli F. et.al. // *Nucl.Phys.* - 1985. - V.A432. - P.411.
17. Iyer R.H., Bhargava V.K., Rao V.K. et.al. Evidence for the occurrence of new shoulders in low-energy-fission mass distribution // *Proc. Int. Symp. Phys. and Chem. of Fission.* - Julich, 1979. / IAEA, Vienna. 1980. V.II. P.311-327.
18. Rao V.K., Bhargava V.K., Marathe V.K. et.al. Evidence for the occurrence of shoulders in low-energy-fission mass distribution of ^{238}U // *Phys.Rev.* - 1974. - V.C9. - P.1506.
19. Sida J.L., Armbruster P., Bernas M. et.al. // *Nucl.Phys.* - 1989. - V.A502. - P.233.
20. England T.R., Rider B.F. Evaluation and compilation of fission product yields, 1993 // *Report LA-UR-94-3106*, Los Alamos, USA, 1994.
21. Ruben A., Adler M., During I., Marten H. et.al. Multi-parameter spectroscopy of fission fragments and related emission products // *FZR 93-08*. Rossendorf. 1993. P. 38-48.
22. Van Aarle J., Westmeier W., Esterlund R.A., Patzelt P. Neutron multiplicity measurement in correlation with mass and energy of fission fragments // *FZR 93-08*. Rossendorf. 1993. P. 94-103.

23. Benoufella A. et.al. // *Nucl.Phys.* - 1993. - V.A542. - P.411.
24. Sandulescu A., Lustig H.L., Hahn J., Greiner W. // *J. Phys. G: Nucl.Phys.* - 1978. - V.4 - N 11. - P.279.
25. Hamsch F.-J., Knitter H.-H., Budtz-Jorgensen C., Theobald J.P. Fission mode fluctuation in the resonances of $^{235}\text{U}(n,f)$ // *Nucl.Phys.* - 1989. - V.A491. P.56-90.
26. Czajkowski S., Bernas M., Sida J.L. et.al. Investigation of very neutron-rich Fe, Co and Ni isotopes encountered along the r-process path // *Report IPNO DRE 92-23*. Orsay. 1993.
27. Winhold E.J., Demos, Halpern I. // *Phys.Rev.* - 1952. - V.87. - P.1139.
28. Halpern I. Nuclear fission // *Ann.Rev. Nucl. Sci.* - 1959. - V.9. - P.245-342.
29. Струтинский В.М. Об угловом распределении осколков деления // *ЖЭТФ* - 1956. - Т.30. - С.606-608.
30. Griffin J.J. // *Phys.Rev.* - 1959. - V.116. - P.107.
31. Шпак Д.Л., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. Угловая анизотропия и эффекты спаривания нуклонов при делении ^{239}Pu нейтронами // *ЯФ*. - 1971. - Т.13. - Вып.4. - С.950-963.
32. Schmitt H.W., Dabbs J.W.T., Miller P.D. Correlated fragment energy measurements and mass-versus-angle correlations in $^{226}\text{Ra}+p$ fission // *Proc. Int. Symp. on phys. and chem. of fission.* - Salzburg, 1965 / IAEA. Vienna. 1965. V.I. P. 517-528.
33. Nakahara H., Ohtsuki T., Hamajima Y., Sueki K. Experimental understanding of mass division phenomena in actinide region // *Proc. Int. Symp. Fission Dynamics.* - Smolenice. 1991; JINR. Dubna. 1992. P.192-202.
34. Ципенюк Ю.М., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. Квантовые эффекты в низкоэнергетическом фотоделении тяжелых ядер // *УФН*. - 1984. - Т.144. - Вып.1. - С.3-34.

35. Остапенко Ю.Б., Смирнин Г.Н., Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М. Фотоделение при подбарьерных возбуждениях ядер // ЭЧАЯ. - 1981. - Т.12. - Вып.6. - С.1364-1431.
36. Weber Th., Wilke W., Emrich H.J., Heil R.D. et.al. Evidence for different fission fragment mass asymmetries for specific nuclear excitations studied in (e,e'f) and (g,f) reactions // Nucl.Phys. - 1989. - V.A502. - P.279c-286c.
37. Steiper F., Frommhold Th., Henkel W., Jung A. et.al. Mass dependence of fragment angular distributions in the fission of ^{232}Th and ^{236}U induced by polarized photons // Nucl.Phys. - 1993. - V.A563. - P.282-300.
38. Wilke W., Kneissl U., Weber Th. et.al. Mass energy correlations of fragments from photofission of ^{238}U by monoenergetic gamma-rays // Phys. rev. - 1990. - V.42. - P.2148-2159.
39. Kramers H.A. // Physica (The Hague). - 1940. - V.7. - P.284.
40. Адсев Г.А. Влияние динамических характеристик деления на формирование зарядового распределения осколков // ЭЧАЯ. - 1992. - Т.23. - Вып.6. - С.1572-1613.
41. Hilscher D. et.al. Dynamics of nuclear fission // Ann. de Physique. - 1993. - V.6. - P.472-552.
42. Дьяченко Н.П., Кузьминов Б.Д., Сергачев А.И. и др. // ЯФ. - 1972. - Т.16. - Вып.3. - С.475.