



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

7-2008-187

На правах рукописи

УДК 539.173.7

КЛИМАН Ян

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ
СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf И ГЕНЕРАЦИИ
НЕЙТРОНОИЗЫТОЧНЫХ ЯДЕР В ФОТОДЕЛЕНИИ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра и
элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2008

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

За время исследования процесса деления атомных ядер накоплен большой объем экспериментальной информации, анализ которой позволил выявить и объяснить основные закономерности данного явления - выходы масс и зарядов осколков деления и распределения их по кинетическим энергиям. Существует сильная взаимозависимость между величинами полной кинетической энергии, масс-асимметрией и энергией возбуждения осколков спонтанного и низкоэнергетического деления ядер. Эти параметры определяются, главным образом, разрывной конфигурацией ядра. Энергия кулоновского взаимодействия после разрыва ядра переходит в кинетическую энергию образовавшихся осколков деления, а энергия деформации в энергию возбуждения. Применение кулоновских полей и сложной картины потенциальной энергии в пространстве деформационных координат двухядерной системы позволяет оценить средние величины основных характеристик. Для объяснения дисперсий массовых и энергетических распределений осколков деления необходимо рассматривать не только потенциальную энергию ядра, но и динамику процесса деления. При изменении формы ядра на пути от седловой точки до точки разрыва освободившаяся энергия V частично переходит в предкинетическую энергию осколков деления. Часть энергии ΔV расходуется на возбуждение коллективных степеней свободы ядра (дипольных колебаний, колебаний в направлении перпендикулярном оси деления), а часть, вследствие наличия ядерной вязкости, будет переходить во внутреннюю энергию делящегося ядра. Сегодня не имеется достаточного количества экспериментальных данных, которые позволили бы оценить распределение энергии ΔV и извлечь информацию о динамике деления ядер. Экспериментальная информация явно недостаточна для построения полной модели динамики ядра. Существующие модели, объясняющие отдельные проявления динамических процессов, часто дают противоречивые результаты. Таким образом, в физике деления существует целый ряд проблем, связанных с динамикой процесса, для решения которых необходимы новые более подробные экспериментальные исследования. Такие новые данные могут быть получены как совершенствованием существующей методики исследования, так и применением новых методов. В данной работе основное внимание уделено применению нового оригинального метода 4π -гамма спектрометрии осколков в изучении спонтанного деления и методике 2ν спектрометрии масс осколков деления. Современные 4π -гамма-спектрометры представляют собой оптимальную шарообразную сборку большого количества HPGe детекторов с антикомптоновской защитой. В них достигается высокая эффективность регистрации γ -лучей, отличное качество спектрометрической информации и повышенная радиационная стойкость. Высокая модульность детектирующей системы позволяет регистрировать γ -кванты с большой множественностью. Регистрация характеристического γ -излучения пары осколков позволяет однозначно, в случае четных осколков, определить их заряд и массу. На основе такого подхода были получены новые характеристики спонтанного деления ^{252}Cf . Впервые для двойного и тройного деления определены выходы коррелированных пар осколков деления. Также впервые измерены абсолютные величины множественности испущенных нейтронов деления, интегральные характеристики эмиссии γ -квантов (полная и средняя энергия и множественность на одно деление) в зависимости от массы осколка и полной кинетической энергии. Полученные характеристики позволяют извлечь из полного гамма спектра статистическую и ротационную составляющие. Статистическая составляющая отвечает за снятие части

остаточной (после эмиссии нейтронов) энергии возбуждения осколка, тогда как ротационная - отвечает за снятие остающегося возбуждения и основную часть разницы спинов возбужденного и основного состояний. Полученные сведения об эмиссии γ -квантов проверяются путем сопоставления с дополнительными данными об энергетическом балансе процесса деления.

Применение данного экспериментального подхода позволило получить новые сведения об угловых моментах осколков деления, составляющих разные пары. Полученные данные позволили оценить энергию огибающих (поперечных) вибраций, формирующих угловой момент, энергию деформации и моменты инерции осколков в моменте разрыва.

Также актуально рассмотрение особенностей выхода осколков в спонтанном и вынужденном делении с точки зрения применения этих осколков в качестве источника нейтроноизбыточных ядер для ускорительных комплексов радиоактивных ионов. Экспериментальные и расчетные результаты показали, что подход, основанный на применении реакции фотоделения, позволяет получить радиоактивные ядра-осколки с высокой нейтроноизбыточностью с интенсивностью, необходимой для ускорения и проведения экспериментов. Такой источник нейтроноизбыточных радиоактивных ядер, представляющий электронный ускоритель с энергией ускорения 30 -50 МэВ с мишенью ^{238}U , является конкурентоспособным по отношению к большим и дорогим ускорительным комплексам, применяющим в качестве источника реакции (d,f), (p,f) или использующим ядерный реактор. Такие центры находятся на стадии проектирования и проработки отдельных частей в передовых лабораториях мира.

Основная цель.

Целью настоящей работы является:

- определение независимых выходов коррелированных по заряду пар осколков в двойном и тройном делении;
- изучение распределения выхода пар осколков в двойном и тройном делении;
- получение экспериментальных данных об интегральных характеристиках мгновенной эмиссии гамма квантов, их множественности, полной и средней энергии для тройного деления;
- изучение механизма эмиссии статистических и ротационных гамма квантов, отвечающих за разрядку энергии, и спина первичных осколков деления;
- оценка угловых моментов первичных осколков в двойном и тройном делении;
- изучение зависимости значений угловых моментов от множественности нейтронов, энергии деформации, момента инерции и масс осколков;
- рассмотрение особенностей выхода осколков деления в различных реакциях с целью их применения в качестве пучков радиоактивных нейтроноизбыточных ядер;
- разработка и реализация новых методических подходов и математического обеспечения обработки экспериментальных данных, для выполнения указанных выше исследований.

Научная новизна.

Предложен и реализован новый экспериментальный метод определения независимых выходов осколков деления – выходов коррелированных пар осколков. С применением выходов коррелированных пар осколков введена новая методика определения абсолютного целочисленного значения множественности нейтронов деления, в том числе и нулевой множественности. Определены независимые выходы вторичных и первичных коррелированных пар по ядерному заряду осколков.

Впервые получено распределение множественности нейтронов зарядовых пар осколков деления Zr-Ce, Mo-Ba, Ru-Xe и Pd-Te в диапазоне от 0 до 10 нейтронов на деление. Для пар осколков Mo-Ba обнаружено двухмодальное поведение множественности испарившихся нейтронов. Определено, что первая мода является общей для описания поведения множественности для всех пар осколков. Наблюдено, что распределение множественности пары Mo-Ba отличается от других пар осколков деления повышенным выходом эмиссии нейтронов. Определено, что ядра Ba, которые отвечают за высокую эмиссию нейтронов, находятся в гипердеформированном состоянии.

Впервые определены выходы осколков безнейтронного деления, при котором происходит холодная фрагментация – коллективное движение нуклонов в делящемся ядре. Из результатов эксперимента определен диапазон энергий возбуждения отдельных пар осколков, который соответствует основному состоянию возникающих осколков.

Наблюдена новая область холодной и деформированной фрагментации в районе ядер, близких к магическим ядрам с $Z=28$ и $N=50$. Также определены массы ядер, участвующих одновременно в холодной и деформированной фрагментации. Впервые наблюдается холодное симметричное деление.

Рассмотрены свойства дипольных и квадрупольных гамма-квантов при разрядке возбужденных состояний осколков деления. Проанализированы их основные характеристики в зависимости от полной кинетической энергии и массы осколков. Пояснена их роль в конкурентном процессе – разрядке энергии и углового момента осколков деления. Проверен энергетический баланс двойного деления ^{252}Cf в зависимости от массы и кинетической энергии осколков. Получены новые сведения о распределении энергии возбуждения осколков в зависимости от их массы и полной кинетической энергии.

При исследовании тройного деления впервые получены сведения об интегральных характеристиках эмиссии гамма-квантов в зависимости от кинетической энергии, заряда и массы третьей частицы.

Определены средние угловые моменты пар осколков двойного и тройного деления ^{252}Cf с эмиссией ядер He. Установлен ряд зависимостей значений величин углового момента от выхода масс и множественности испаренных нейтронов из осколков деления. Наблюдена зависимость амплитуды поперечных колебаний и значений угловых моментов осколков от их деформационной энергии и, следовательно, моментов инерции во время разрыва двухядерной системы.

Надо отметить, что методика исследования спонтанного деления ^{252}Cf применима также при исследовании деления более тяжелых ядер.

На основе проделанных экспериментов и анализа данных по выходам осколков в разных видах вынужденного деления предложено применение реакции фотodelения в качестве источника нейтроноизбыточных радиоактивных ядер. Предложенный способ, благодаря резонансному принципу реакции фотodelения, позволяет получить при малых энергиях возбуждения достаточную интенсивность пучков с большой нейтроноизбыточностью.

Основные результаты, выносимые на защиту.

1. Обоснован и применен в эксперименте новый метод определения независимых выходов осколков деления – выходов коррелированных пар. С применением выхода коррелированных по заряду пар осколков введена методика определения абсолютного значения множественности нейтронов деления. Определены независимые выходы вторичных и первичных коррелированных пар по ядерному заряду осколков. Впервые

получено распределение множественности нейтронов зарядовых пар Zr-Ce, Mo-Ba, Ru-Xe и Pd-Te осколков двойного деления. Найдено, что повышенная эмиссия нейтронов ($\nu=6-10$), которая наблюдается только у пары Mo-Ba, возможна, когда осколки Ba находятся в гипердеформированном состоянии.

2. Определены выходы осколков безнейтронного двойного деления, при котором происходит холодная фрагментация. Из результатов эксперимента оценен диапазон энергий возбуждения отдельных пар осколков. Определена новая область холодной и деформированной фрагментации в районе ядер, близких к магическим ядрам с $Z=28$ и $N=50$. Также определены массы ядер, участвующие в холодной и деформированной фрагментации одновременно. Впервые наблюдается холодное симметричное деление.

3. Получены новые данные о распределении энергии возбуждения в зависимости от массы и полной кинетической энергии осколков двойного деления ^{252}Cf . Рассмотрен механизм эмиссии гамма-лучей, отвечающий за разрядку энергии и углового момента, в зависимости от полной кинетической энергии и массы осколков. Определены значения угловых моментов осколков деления и рассмотрены связи внутренних и коллективных переменных при формировании углового момента.

4. Впервые при исследовании тройного деления получены независимые выходы вторичных и первичных коррелированных пар по заряду осколков. Получено распределение множественности нейтронов зарядовых пар. Найдены зависимости интегральных характеристик эмиссии гамма-квантов в зависимости от кинетической энергии ядер He, Be и C. Определены средние угловые моменты пар осколков тройного деления ^{252}Cf с эмиссией ядер He. Выявлена зависимость их значений от амплитуды поперечных колебаний, деформационной энергии и моментов инерции осколков на их предразрывной и разрывной стадиях процесса деления.

5. Показано, что реакция фотodelения может быть успешно использована для получения интенсивных радиоактивных нейтроноизбыточных пучков ядер средних масс.

Практическая ценность работы.

Разработанные математические средства определения сплошной составляющей под дискретными спектрами, метод получения физических спектров из известных аппаратных спектров и метод сжатия и изображения экспериментальных данных приняты и включены в общедоступную библиотеку программных средств ROOT (ЦЕРН) для обработки и изображения экспериментальных данных.

Новый метод получения коррелированных выходов осколков деления и, следовательно, определения абсолютного целочисленного значения множественности нейтронов деления применим в неdestructивном определении заряда и массового числа неизвестного делящегося вещества.

Полученные данные по интегральным характеристикам гамма-квантов применимы при проектировании ядерных установок и их радиационной защиты.

Результаты работы инициировали теоретические исследования найденных динамических эффектов. Работы включены в базу данных Isotope Project (Беркли).

Экспериментальные и расчетные результаты по применению фотodelения в качестве источника радиоактивных ионов легли в основу проектов ДРИБс (ОИЯИ, Дубна) и ALTO (Орсе, Франция). Существующий источник радиоактивных ионов в Ок Ридж (США) также планируется заменить на источник, основанный на реакции фотodelения.

Апробация диссертации.

Результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались на семинарах ЛЯР и на международных конференциях, школах и семинарах: Международной школе-семинаре по физике тяжелых ионов (Дубна, Россия, 1996 г., 2002 г.), Международной конференции по динамическим аспектам деления ядер (Часта-Папиерничка, Словакия, 1995 г., 1998 г., 2001 г., 2007 г.), Осеннем митинге по ядерной физике Американского физического общества (Асиломар, США, 1993 г.), Международной конференции по современной тематике в ядерной физике (Бухарест, Румыния, 1993 г.), Международном рабочем совещании по делению ядер и спектроскопии продуктов деления (Сеиссинс, Франция, 1994 г., 1998г.), Международной конференции по физике на больших установках гамма-детекторов (Беркли, США, 1994 г.), Международном рабочем совещании по гармонии в физике (Филадельфия, США, 1994 г.), Гордонской радиохимической конференции (Нью Лондон, США, 1995 г.), Конференции Европейского физического общества физики по динамике в низкоэнергетической ядерной физике (Санкт Петербург, Россия, 1995 г.), Международном координационном совещании по ядерной физике, коллаборация запад-восток, (Сандански, Болгария, 1995 г.), Международной конференции по ядерной физике (Пекин, Китай, 1995 г.), Международной школе по научному и математическому изображению (Эттенгеим, Германия, 1996 г.), Международной конференции по экзотическим ядрам и массах ядер (Арле, Франция, 1995 г., Bellaire, США 1998 г.), Международной конференции по новой технике вычислений в физических исследованиях (Лозана, Швейцария, 1996 г., Крит, Греция, 1999 г.), Международном рабочем совещании по исследованию осколков деления (Бенедиктбойерн, Германия, 1996 г.), Международном рабочем совещании по масштабному коллективному движению атомных ядер (Броло, Италия, 1997 г.), Международном рабочем совещании по физике атомных ядер (Москва, Россия, 1998 г.), Международной конференции по делению ядер и нейтроноизбыточным ядрам (Санкт-Эндрювс, Шотландия, 1999 г.), Международном рабочем совещании по низкоэнергетическим радиоактивным ионным пучкам (Дубна, Россия, 1999 г.), Международной конференции по пучкам радиоактивных ядер (Дивон, Франция, 2000 г.), Международном рабочем совещании по физике деления ядер (Обнинск, Россия, 2000 г.), Международном конгрессе по вычислительной и прикладной математике (Леувен, Белгия, 2000 г.), Международном рабочем совещании по новой технике вычислений в физических исследованиях (Крит, Греция, 2001 г., Москва, Россия, 2002 г.), на 35-й школе по физике (Закопане, Польша, 2000 г.), Международном симпозиуме по фундаментальным свойствам материи (Бад Хонейф, Германия, 2000 г.), Международной конференции по динамике деления атомных кластеров и ядер (Лусо, Португалия, 2001 г.), Международном семинаре по взаимодействию нейтронов с ядрами (Дубна, Россия, 1997 г., 2001 г.), Международной конференции по делению и свойствам нейтроноизбыточных ядер (Санибел Айленд, США, 2002 г.), Международном симпозиуме по экзотическим ядрам (Петергоф, Россия 2004 г.).

Публикации.

Включенные в диссертацию результаты опубликованы в 85 работах.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложений, содержит 139 страниц текста с 70 рисунками, 20 таблицами и библиографический список литературы из 133 наименований.

Содержание диссертации

Во введении кратко дано обоснование актуальности исследований динамических характеристик процесса деления ядер. Обосновано применение новых методик спектрометрии мгновенных гамма-квантов с помощью 4π-мультидетекторной системы и методики двойного времени пролета. Представлены основные цели работы.

В первой главе изложена постановка эксперимента, дано описание характеристик детекторов, применяемых в экспериментах, и приведено пояснение особенностей обработки полученных данных.

В первой части данной главы кратко приводятся характеристики 4π-мультидетекторного спектрометра Gammasphere, состоящего из 110 детекторов из сверхчистого германия (HPGe), каждый из которых имеет объем ~ 300 см³. В работе со спектрометром уделялось большое внимание точности определения его эффективности, а также получению точных сведений о форме зарегистрированных гамма-спектров одно- и двухпереходных источников, нужных при определении его матрицы отклика. Для анализа, получаемых на 4π- гамма-спектрометре данных, был разработан способ вычитания фона и определения интенсивности пиков в спектрах двух-, трех- и n-мерных совпадений гамма-квантов с применением интерактивного нелинейного алгоритма. Для определения правильности сделанных оценок интенсивностей пиков используются различные критерии, которые известны в гамма спектрометрии.

Эффективность срабатывания алгоритма проверялась на моделированных, а также и на экспериментальных одно-, двух- и трехмерных гамма-спектрах спонтанного деления ²⁵²Cf (рис.1). Выходы вторичных коррелированных осколков Y определялись с применением формулы:

$$Y(A'_L, Z'_L | A'_H, Z'_H) = \sum (1+\alpha_1)(1+\alpha_2)V(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2})/(\epsilon_1 \epsilon_2 I_{\gamma_1} I_{\gamma_2})$$

где $V(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2})$ представляет объем пика при энергиях E_{γ_1} и E_{γ_2} , α_1 и α_2 -коэффициенты внутренней конверсии, ϵ_1 и ϵ_2 - эфффективности регистрации гамма-квантов и $(I_{\gamma_1}, I_{\gamma_2})$ - вероятности эмиссии гамма-квантов.

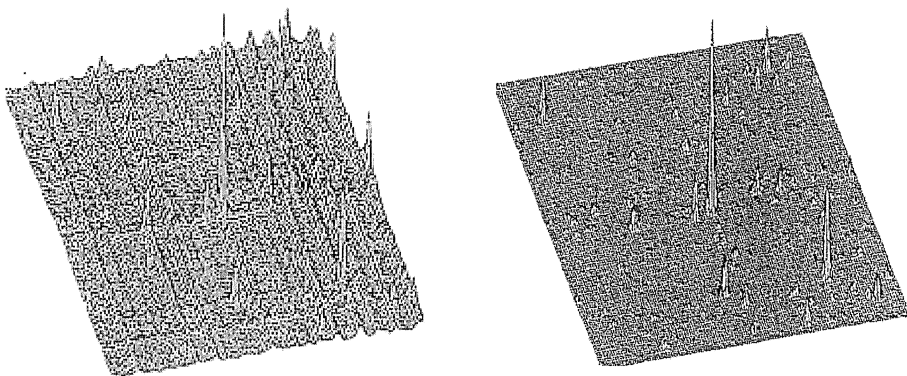


Рис. 1. Спектры $\gamma\gamma$ -совпадений спонтанного деления ²⁵²Cf до и после вычитания фона.

В исследовании гамма-эмиссии из тройного деления ^{252}Cf применялся ΔE -E метод определения заряда и энергии легких ядер, сопровождающих два тяжелых осколка. Установка - спектрометр легких ядер - состояла из 8 ΔE -E телескопов, расположенных по двум сторонам мишени из ^{252}Cf . На рис. 2 показано размещение одного плеча Si – детекторов, состоящего из 4 телескопов.

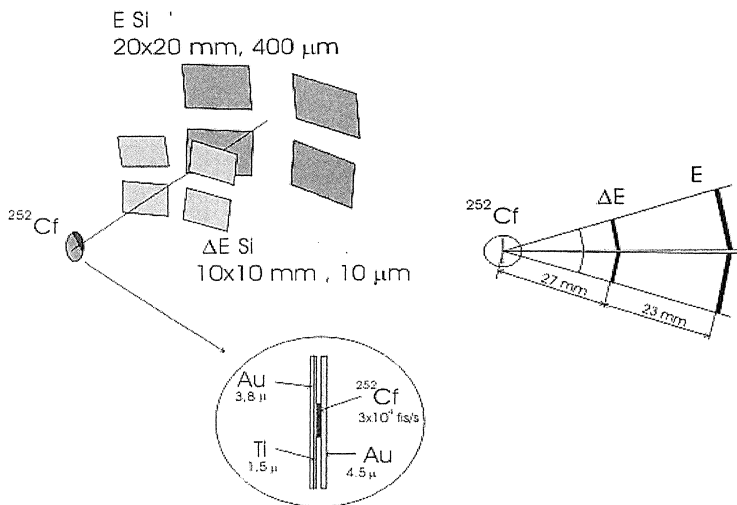


Рис. 2. Геометрическое изображение одного плеча установки для исследования тройного деления ^{252}Cf , состоящего из четырех телескопов. На рисунке представлена конструкция мишени и приведены расстояния ΔE - и E-детекторов от мишени.

Сигналы, поступающие от телескопов, обрабатывались стандартной аналоговой и цифровой электроникой. Сигнал триггера, возникающий при одновременной регистрации детекторами телескопа, обеспечивал синхронизацию с работой спектрометра Gammasphere. Вся полученная информация о регистрации легкой частицы (энергия из ΔE - и E-детекторов, номер телескопа, энергия гамма квантов, номера детекторов спектрометра) записывалась поочередно на магнитные носители.

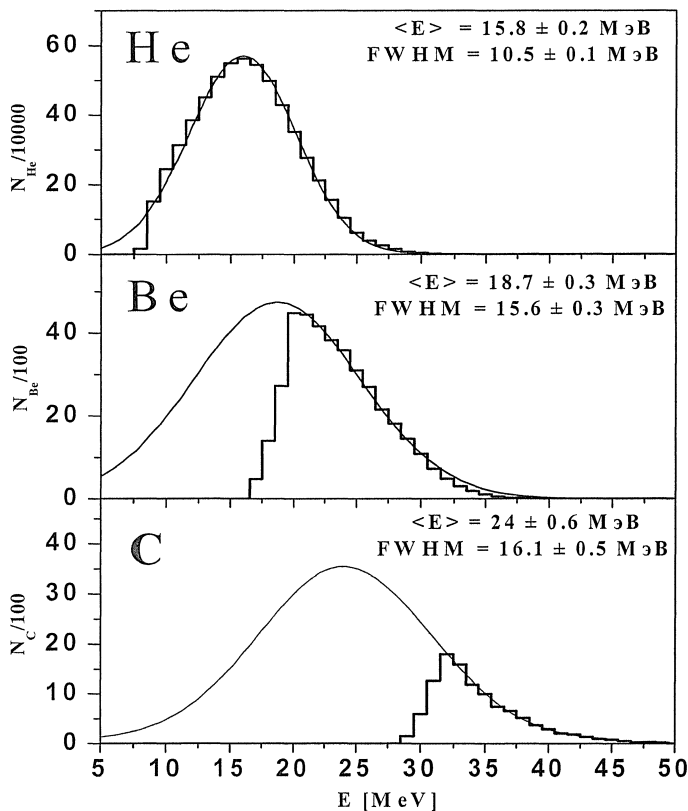


Рис.3. Энергетическое распределение легких частиц тройного деления ^{252}Cf .

Сортировка коррелированных данных проводилась после окончания эксперимента. Энергетическое распределение легких частиц тройного деления ^{252}Cf приведено на рис.3. Полученные результаты находятся в согласии с результатами, полученными другими авторами.

Спектрометр Корсет с дополнительным набором гамма-детекторов использовался в экспериментах по определению характеристик гамма-квантов спонтанного деления ^{252}Cf . Спектрометр Корсет представляет собой двухплечевую систему старт- и стоп-детекторов, работающих по принципу измерения времени пролета легкого и тяжелого осколка (рис.4). Массы и кинетические энергии двух осколков определялись с применением хорошо известного метода кинематических совпадений на двухплечевой системе.

Временное разрешение каждого плеча составляло ≤ 150 пс, геометрическое разрешение стоп-детектора по x, y координатам составляло 1 мм. Методика измерения масс и кинетических энергий, используемая на установке Корсет, представляет собой хорошо известный метод кинематических совпадений, основанный на время-пролетной методике (так называемый 2v-методика).

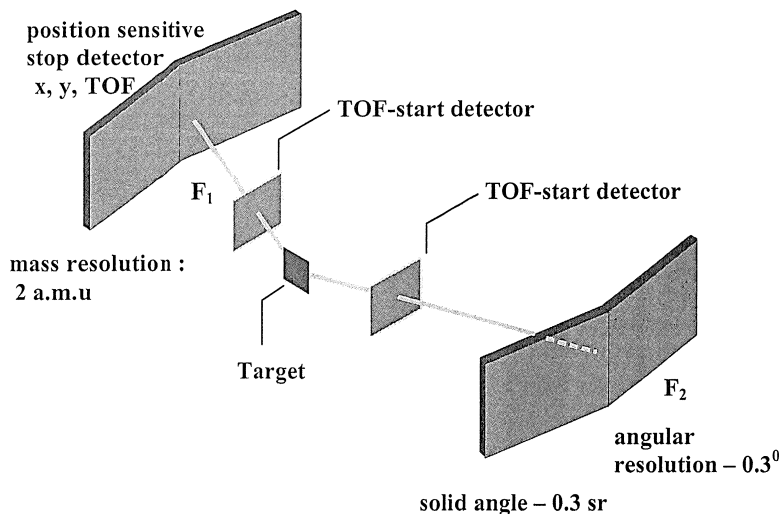


Рис.4. Принципиальная схема размещения детекторов спектрометра Корсет. Расстояния старт- и стоп- детекторов от мишени ^{252}Cf составляло 20 мм и 140 мм, соответственно.

Данный метод позволяет определить абсолютные значения кинетической энергии первичных осколков. Суммарные распределений масс и кинетических энергий осколков хорошо согласуются с известными данными спонтанного деления ^{252}Cf . Отношение максимального выхода асимметричного деления к выходу симметричного деления получено более качественным, чем в подобных экспериментах, которые проводились с ионизационной камерой. Характеристики распределений также находятся в согласии с общепринятыми.

Регистрацию гамма-квантов обеспечивало 6 NaI(Tl) детекторов цилиндрической формы стандартных размеров 3×3 дюйма. Временное разрешение детекторов составляло 7 нс. Их интегральная эффективность в диапазоне 0,1 – 5 МэВ составила 1,5%.

Лабораторные гамма-спектры, за исключением регистрации гамма-квантов полного поглощения искажены в детекторе рассеянными гамма-квантами. Получение физических характеристик об эмиссии гамма-квантов требует решения задачи получения физического спектра из известного аппаратурного спектра. Аппаратурный спектр y_n в диапазоне энергий от 1 до n можно представить в виде:

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \dots \\ y_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} \dots & R_{1n} \\ R_{21} & R_{22} \dots & R_{2n} \\ \dots & \dots & \dots \\ R_{n1} & R_{n2} \dots & R_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \dots \\ x_n \end{pmatrix}, \quad \text{где} \quad \sum_{i,\gamma} R_{ij} = 1,$$

R_{ij} обозначает функцию отклика детектора и x_{ij} – физический параметр. Матрица функции отклика была получена из калибровочных спектров с применением интерполяции в участках гамма-энергий, где калибровочная информация отсутствовала.

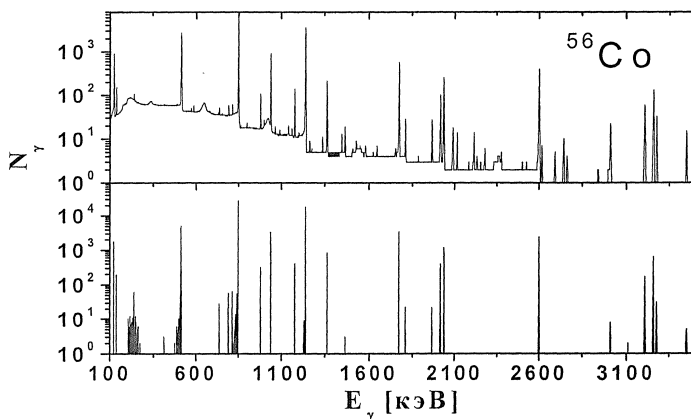


Рис.5. Спектр гамма-квантов ^{56}Co , зарегистрированный спектрометром Gammasphere (верхняя часть), и после процедуры применения матрицы отклика (нижняя часть). Полное количество импульсов сохранено.

Для решения этой задачи применен неосциллирующий итерационный метод. Пример эффективности метода иллюстрирует рис.5, показывающий спектр гамма-квантов, зарегистрированный спектрометром Gammasphere. Такая же методика была применена для NaI(Tl) детекторов.

Вторая глава посвящена изучению независимых выходов осколков двойного и тройного деления ^{252}Cf . Как было показано в ранних экспериментах по изучению эмиссии мгновенных гамма-квантов в спонтанном и вынужденном делении, независимые выходы осколков деления соответствуют интенсивностям мгновенных (испущенных до β -распада) гамма-квантов из первого возбужденного состояния на основное состояние четно-четного ядра-осколка деления. Эксперименты по изучению двойного деления проводились на мультidetекторном спектрометре Gammasphere, в полости которого был размещен закрытый источник ^{252}Cf . Зарегистрированным актом деления считалось, когда в режиме совпадений сработало 2 и более детекторов. Относительные выходы пар осколков с четными значениями массы и заряда определялись по интенсивности $\gamma\gamma$ -совпадений, обусловленных γ -переходами с первого возбужденного уровня 2^+ в основное состояние 0^+ в каждом из ядер. В том случае, когда один из парных осколков имел нечетное значение массы, выход пары осколков находился по сумме интенсивностей $\gamma\gamma$ -совпадений, образуемых γ -переходом $2^+ \rightarrow 0^+$ в А-четном ядре и всеми γ -переходами, ведущими в основное состояние, в А-нечетном осколке. В случае двух А-нечетных осколков рассматривалась сумма интенсивностей $\gamma\gamma$ -совпадений по всем комбинациям γ -переходов, ведущих в основное состояние в каждом из осколков. Интенсивность $\gamma\gamma$ -совпадений определялась по интенсивности соответствующих пиков в двумерном спектре с учетом эффективности регистрации гамма-квантов детекторами и вероятности внутренней конверсии данных переходов. Найденные относительные выходы пар осколков были переведены в независимые выходы с применением единой нормировки на данные о независимых выходах. Полученные таким образом изотопные распределения для восьми элементов, показаны на рис. 6.

Особенностью методики данного экспериментального подхода является возможность получения абсолютных данных по определению множественности нейтронов.

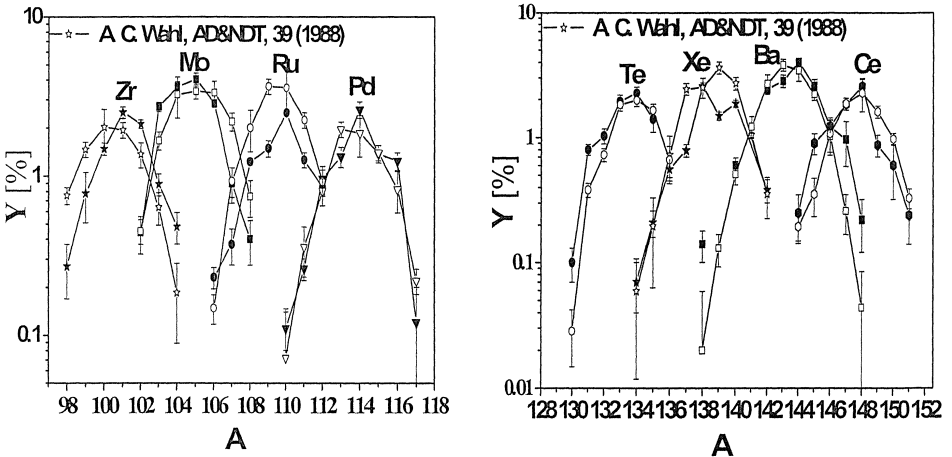


Рис. 6. Независимые выходы вторичных осколков легкой и тяжелой групп двойного спонтанного деления ^{252}Cf - полные символы. В качестве сравнения показаны литературные данные.

Каждая наблюдаемая пара осколков образуется после испарения определенного числа нейтронов ν из первичных осколков $\nu = A_F - A'_1 - A'_2$, где A_F обозначает массу делящегося ядра и A'_1 , A'_2 - массы осколков после эмиссии нейтронов. Поэтому, просуммировав выходы пар осколков, которые соответствуют эмиссии 0,1,2,3 и т.д. нейтронов, можно получить распределения множественности нейтронов для различных значений пары ядерных зарядов осколков.

Такой метод определения множественности нейтронов в делении дает в сравнении с другими методами возможность определять абсолютные целочисленные значения количества испаренных нейтронов и также дает возможность определить вероятность образования пары таких осколков, из которых эмиссия нейтронов не происходит.

На рис.7 представлены распределения множественности нейтронов для пяти зарядовых пар осколков ^{252}Cf . Для четырех зарядовых пар осколков Zr-Ce, Ru-Xe, Pd-Te и Nd-Sr распределения множественности нейтронов хорошо описываются гауссовыми кривыми. Зарядовая пара Mo-Ba отличается от других повышенным выходом эмиссии нейтронов из пар осколков, образованных после испарения семи и более нейтронов. Как видно на рис.8, распределение множественности нейтронов хорошо можно описать гауссовым распределением. Пара Mo-Ba кроме компоненты, которая присутствует в остальных парах, содержит вторую компоненту с повышенным средним значением множественности нейтронов.

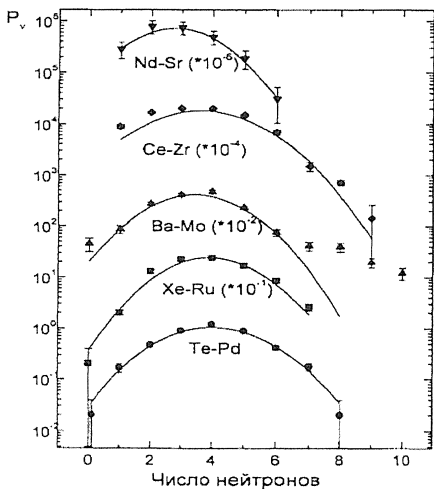


Рис.7. Распределение множественности нейтронов для пяти разделений по зарядам ^{252}Cf . Вероятности испарения нейтронов P_v после умножения на коэффициенты, указанные на рисунке, дают выходы нейтронов в процентах на деление.

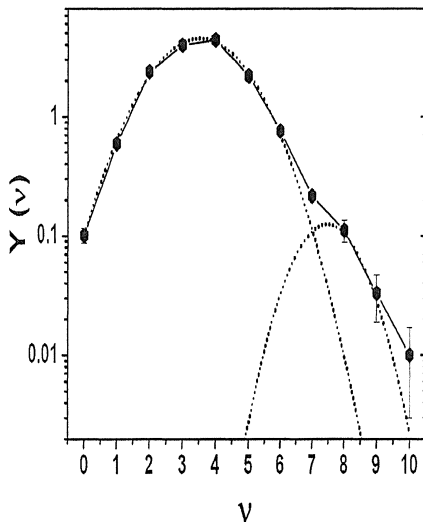


Рис. 8. Распределение по множественности v для пары осколков Mo/Ba.

Из анализа данных на рис.8 при предположении существования двух отдельных мод деления в формировании пары Mo-Ba фрагментов получен оптимальный набор значений $\overline{\text{ТКЕ}}$ - средняя кинетическая энергия, $\sigma_{\text{ТКЕ}}$ - ее средняя дисперсия, \overline{A}_H - средняя масса, σ_{A_H} - ее дисперсия, и \overline{E}_H^* - энергия возбуждения. Первая мода деления имеет типовое значение средней кинетической энергии осколков $\overline{\text{ТКЕ}}=189$ МэВ со средними массами $\overline{A}_{\text{Mo}}=106,3$ и $\overline{A}_{\text{Ba}}=145,7$ и средними энергиями возбуждения $\overline{E}_{\text{Mo}}^*=12$ МэВ и $\overline{E}_{\text{Ba}}^*=15$ МэВ. Вторая мода деления для первичных пар осколков $^{106}\text{Mo}-^{146}\text{Ba}$, $^{107}\text{Mo}-^{145}\text{Ba}$ и $^{108}\text{Mo}-^{144}\text{Ba}$ имеет среднее значение кинетической энергии $\overline{\text{ТКЕ}}=153\pm 3$ МэВ и средние значения энергии возбуждения $\overline{E}_{\text{Mo}}^*/\overline{E}_{\text{Ba}}^*=(16-24)/(40-45)$ МэВ, соответственно, при отношении интенсивностей первой и второй моды 0,14. Для энергии возбуждения 40-45 МэВ ядер $^{145-6}\text{Ba}$ отношение полюсов предполагаемой эллипсоидальной формы можно оценить близкой к 3, что характерно гипердеформации.

Кроме стандартной моды деления и моды, представляющей горячее деление с большим числом испаренных нейтронов, можно наблюдать также пары фрагментов, из которых нейтроны не испарились. Холодная мода деления экспериментально наблюдалась для пар $^{104}_{42}\text{Mo}-^{148}_{56}\text{Ba}$, $^{106}_{42}\text{Mo}-^{146}_{56}\text{Ba}$, $^{108}_{42}\text{Mo}-^{144}_{56}\text{Ba}$ и $^{104}_{40}\text{Zr}-^{148}_{58}\text{Ce}$.

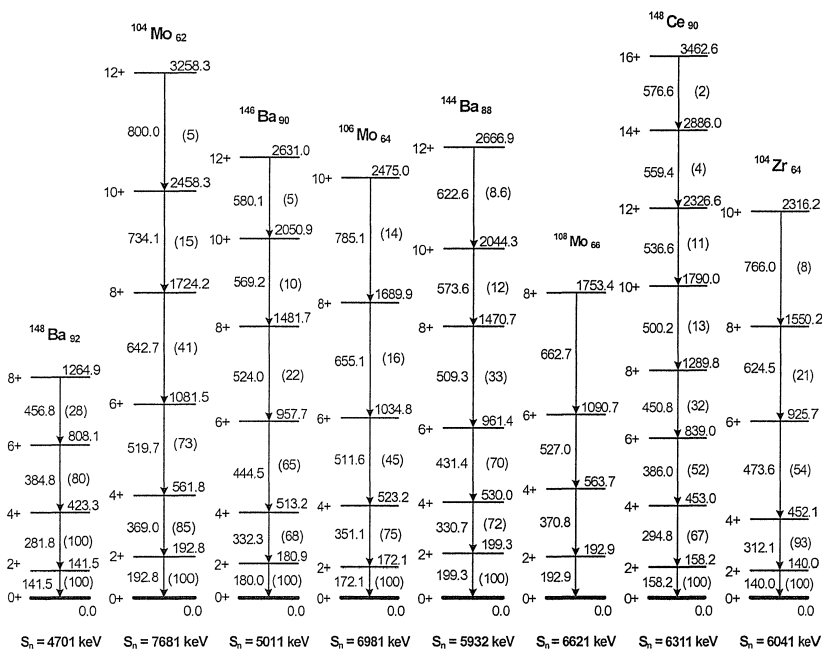


Рис. 9. Уровни ротационной полосы основного состояния пар осколков с нулевой эмиссией нейтронов, которые наблюдались в эксперименте. S_n - энергия связи нейтрона.

Из данных, приведенных на рис. 9, видно, что энергия связи нейтрона S_n меняется от 4,7 до 7,7 МэВ и энергия последнего возбужденного состояния осколка от 1265 до 3558 кэВ, соответственно. На основании полученных результатов можно заключить, что при холодном безнейтронном спонтанном делении ^{252}Cf происходит холодная фрагментация – коллективное движение большой амплитуды, при котором происходит перестановка ольшого числа нуклонов. Холодная фрагментация в спонтанном делении и в делении тепловыми нейтронами, когда кинетическая энергия осколков близка к энергетическому выходу реакции Q , наблюдалась в спонтанном делении ^{252}Cf раньше. Метод определения выходов пар осколков позволил определить, что в настоящем холодном делении, когда энергия возбуждения не достигает энергии связи нейтрона, осколки рождаются с деформациями, близкими к деформациям их основного состояния. Низкая энергия возбуждения, наблюдаемая в распаде первых 4-8 уровней основного состояния осколка, указывает на то, что осколки рождаются в основном состоянии.

Выходы осколков тройного деления получены из многомерных гамма-спектров с применением методики, которая использовалась в определении выходов двойного деления. Также получены распределения множественности нейтронов ν_n и ширины распределений σ_n , которые для пары Zr/Ba составили $\langle \nu_n \rangle = 2,9(1)$ и $\sigma_n = 1,4(1)$, для пары Mo/Xe составили $\langle \nu_n \rangle = 2,9(1)$ и $\sigma_n = 1,25(10)$ (рис.10).

Выходы коррелированных пар, полученные в эксперименте, несут информацию о распределении энергии возбуждения первичных осколков при определенных зарядах осколков.

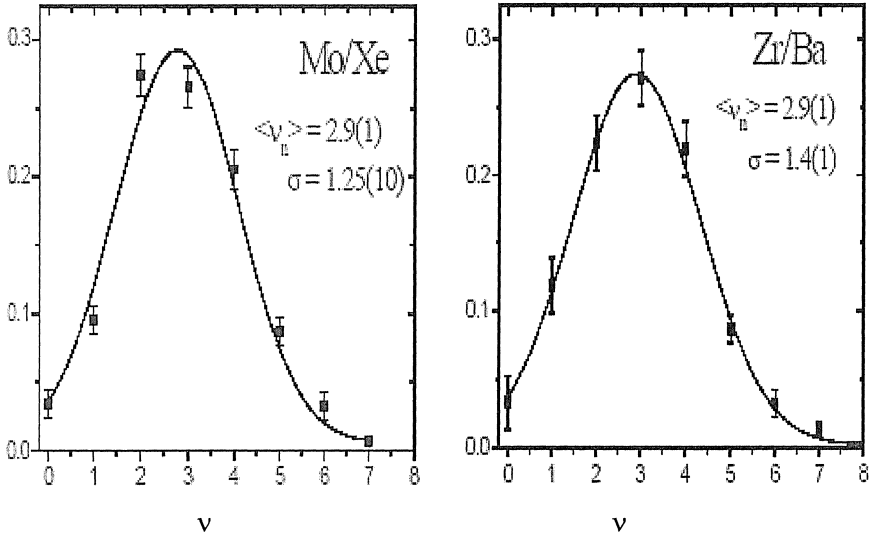


Рис. 10. Распределение множественностей нейтронов ν коррелированных пар осколков Mo/Xe и Zr/Ba.

Процесс девозбуждения осколков исследован моделированием с применением кода PACE2, который учитывает испарение углового момента в каждом шаге каскада. Коэффициенты трансмиссии для эмиссии легких частиц (n,p, α) определены с применением потенциалов оптической модели. Сам процесс девозбуждения промоделирован с применением статистической теории Хаузер-Фешбаха. Для каждого ядра и каждой энергии возбуждения промоделировано 10^4 каскадов распада. Плотность уровней определялась методом Гильберта-Камеруна. Расчеты проводились в диапазоне энергий 1-40 МэВ. Результаты расчетов представлены на рис.11.

Из сравнения видно, что множественность нейтронов в тройном делении меньше на 0,7 – 0,9 нейтрона в сравнении с двойным делением, что при средней энергии ~ 7 МэВ, уносимой нейтроном, представляет разницу в полных энергиях возбуждения пар зарядов в тройном и двойном делении в 5,2 – 6,1 МэВ.

Надо отметить, что наличие данных о выходах коррелированных пара по заряду осколков, позволило определить выходы первичных осколков без применения эмпирических подходов.

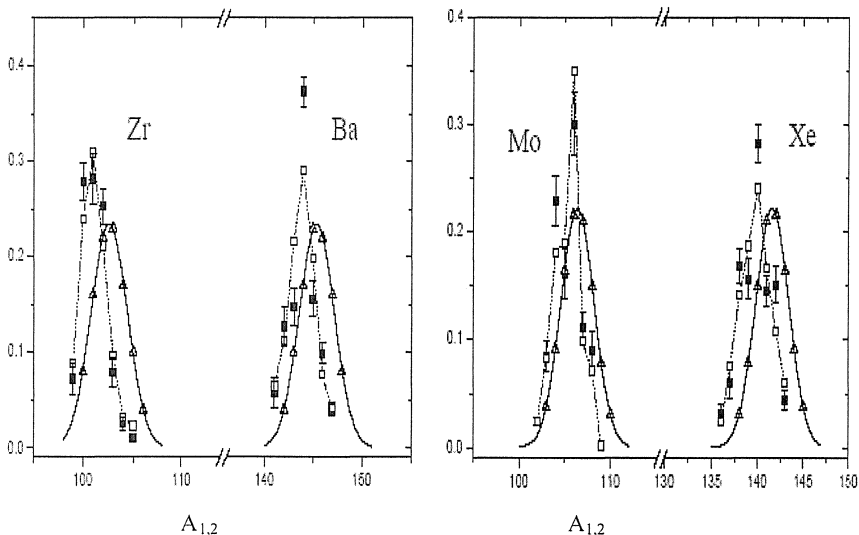


Рис. 11. Относительные выходы вторичных масс пар осколков Zr-Ba и Mo-Xe. Темными символами отмечены экспериментальные и светлыми - расчетные выходы вторичных масс. Сплошной линией показаны первичные выходы масс осколков тройного деления ^{252}Cf с эмиссией ядер He.

Глава 3. Сведения об эмиссии мгновенных гамма-квантов получены в эксперименте, который проводился с применением спектрометра двойного времени пролета Корсет. В этом эксперименте было задействовано 6 сцинтилляционных NaI(Tl) гамма-детекторов, обеспечивающих измерение энергии и множественности гамма-квантов. В процессе обработки получена многомерная матрица коррелированных данных, из которой извлечены характеристики эмиссии гамма-квантов в зависимости от кинетической энергии и массы осколков. С целью получения правильной физической информации гамма-спектры прошли дополнительную обработку. Сначала была проведена их корректировка относительно присутствующего эффекта Доплера, после чего с применением матрицы отклика в процедуре их деконволюции получены из аппаратных спектров физические спектры.

На рис.12 показаны основные, трехмерные зависимости множественности $\langle M_\gamma \rangle$, полной энергии $\langle E_\gamma \rangle$ и средней энергии $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ в зависимости от массы A осколка и полной кинетической энергии ТКЕ. В трехмерных зависимостях отчетливо выделяются области максимальных кинетических энергий с высокими средней и полной энергией и множественностью гамма-квантов, испущенных в процессе холодного деления. Кроме уже ранее известных пар масс с повышенным выходом в холодном делении в экспериментальных данных по интегральным характеристикам видны новые области холодного деления. Четко выделяется холодное симметричное деление при 126/126 (Ag/Ag) и область близкая магическим ядрам 82/170 (Ge/Dy), 78/172 (Ge,Zn/Dy,Er?), 76/176 (Zn/Er) и 72/180 (Ni/Yb) из области ядер близкой к магическим числам $Z=28$ и $N=50$. В скобках приведены более вероятные заряды наблюдаемых масс осколков. Знаком вопроса помечены случаи неопределенного заряда ядер. Трехмерные

характеристики также позволили анализировать выделение энергии гамма-квантов в области деформированного деления в при массах 96/156 (Sr/Nd) с полной кинетической энергией 129 МэВ и при массах 102/150 (Zr/Ce) с полной кинетической энергией 128 МэВ, где выделяется больше гамма-квантов в сравнении с холодным делением. Интересно отметить, что разница между кинетическими энергиями холодного и деформированного деления составляет 83 и 78 МэВ для пар осколков 96/156 (Sr/Nd) и 102/150 (Zr/Ce), соответственно.

Интегрированием четырехмерного спектра (ТКЕ, А, M_γ , E_γ) по множественности по всем массам А и кинетическим энергиям ТКЕ получим спектр гамма-квантов (E_γ , M_γ). Результат суммирования приведен на рис.13, где по осям ординат отложены E_γ - энергия гамма-квантов и dM_γ/dE_γ - множественность для ширины канала $dE_\gamma=50$ кэВ. Сумма по всем энергиям E_γ равна множественности $\langle M_\gamma \rangle$.

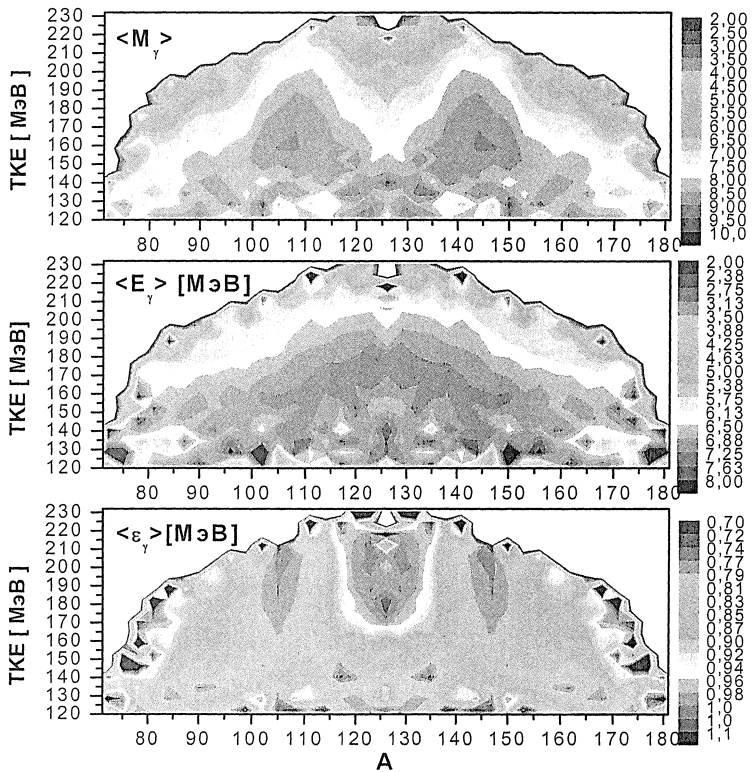


Рис. 12. Трехмерные зависимости множественности $\langle M_\gamma \rangle$, полной энергии $\langle E_\gamma \rangle$ и средней энергии $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ в зависимости от массы А осколка и полной кинетической энергии ТКЕ. Плотность изображения соответствует множественности $\langle M_\gamma \rangle$ и полной и средней энергии в МэВ.

Как видно из рис.13, спектр состоит из двух частей – двух, по своей природе, разных видов распадов. Максимальная эмиссия в области энергий 0,1-1 МэВ, в основном, вызвана ротационными переходами, с преобладающей мультипольностью E2, отвечающими за испарение углового момента осколков. Вторая часть спектра, логарифмически спадающая с увеличением энергии гамма-квантов, относится к неротационным статистическим распадам из области, которая ограничена энергией связи нейтрона и «ириаст» полосой. Статистические переходы имеют преимущественно дипольную мультиполярность. Их энергетическую зависимость можно описать формулой

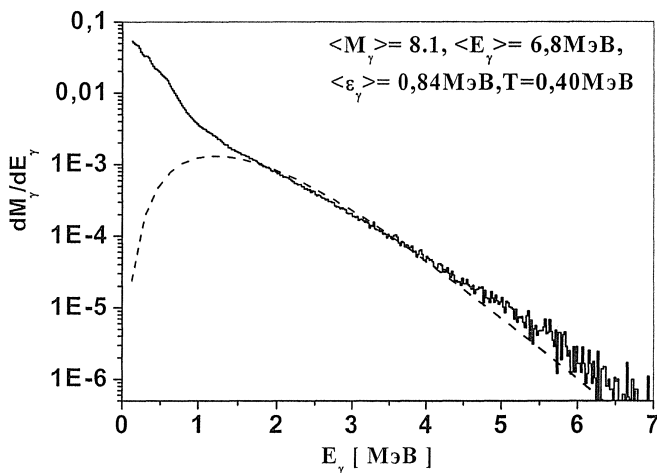


Рис. 13. Экспериментальный спектр мгновенных гамма-квантов (сплошная линия) спонтанного деления ^{252}Cf . Штрихованная кривая ограничивает область с преимущественной эмиссией статистических гамма-квантов.

$$\frac{dM_\gamma}{dE_\gamma} = E_\gamma^{2\lambda+1} S(E_\gamma, \lambda) \exp\left(-\frac{E_\gamma}{T}\right),$$

где $S(E, \lambda)$ – силовая функция, которая для мультиполярности E1 ($\lambda=1$) является постоянной и T – эффективная температура, относящаяся к «ириаст» полосе.

В результате математической подгонки определено, что эмиссия статистических гамма-квантов составляет $\sim 11\%$ от всей гамма-эмиссии. Наклон спектра мгновенных гамма-квантов деления ^{252}Cf характеризует эффективная температура $T=0,40$ МэВ.

На рис.14 показаны зависимости значений полной средней энергии $\langle E_\gamma \rangle$, множественности $\langle M_\gamma \rangle$ и средней энергии $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ для всех гамма-квантов и статистических составляющих спектров этих величин в зависимости от полной кинетической энергии ТКЕ. Видно, что множественность $\langle M_\gamma \rangle$ в диапазоне кинетических энергий 120-180 МэВ почти не меняется, но при энергиях больше средней кинетической энергии постепенно уменьшается, что связано с уменьшением энергии возбуждения осколков. Подобную зависимость можно наблюдать и для полной энергии

гамма-квантов $\langle E_\gamma \rangle$. Сильное уменьшение $\langle M_\gamma \rangle$ и $\langle E_\gamma \rangle$ в области ТКЕ больше 200 МэВ сопровождается увеличением средней энергии $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ за счет эмиссии из слабо деформированных осколков, участвующих в процессе разрыва. Как видно из зависимости более вероятной массы $\langle A \rangle$ от ТКЕ, средняя масса тяжелых осколков почти линейно уменьшается до 210 МэВ. При энергиях больше 210 МэВ средняя масса уже слабо уменьшается и ограничена областью околomagических ядер-осколков с $A=132-134$.

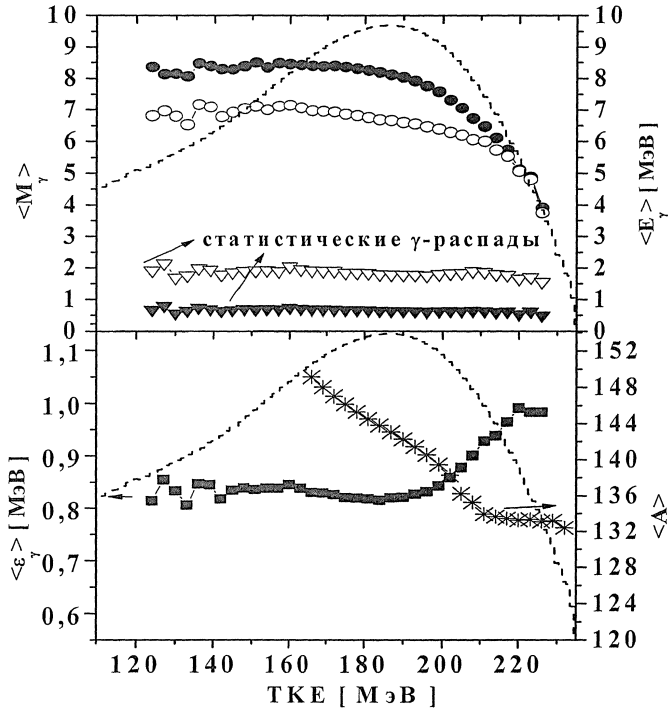


Рис. 14. Зависимость полной средней энергии $\langle E_\gamma \rangle$, множественности $\langle M_\gamma \rangle$ для всех гамма-квантов и их статистической составляющей в зависимости от полной кинетической энергии ТКЕ. Полные символы представляют множественность, пустые - энергию. В нижней части рисунка - зависимость средней энергии $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ (полные символы) и более вероятная масса осколка (звездочки) в зависимости от кинетической энергии ТКЕ. Данные приведены к одному акту деления. Для наглядности приводится фоновый спектр кинетических энергий.

Другая картина наблюдается при эмиссии статистических гамма-квантов. Как видно из рисунка, средняя энергия $\langle E_\gamma^{\text{STAT}} \rangle$ и множественность $\langle M_\gamma^{\text{STAT}} \rangle$ не зависят от кинетической энергии в диапазоне кинетических энергий от 120 до 230 МэВ. Их значения для средней энергии $\langle E_\gamma^{\text{STAT}} \rangle$ и множественности $\langle M_\gamma^{\text{STAT}} \rangle$ составляют 1,9 МэВ

и 0,7 гамма-кванта, соответственно. Следует отметить, что тогда статистический гамма-квант в среднем уносит энергию 2,7 МэВ, что в три раза больше, чем для квадрупольной эмиссии. Это обстоятельство дает право утверждать, что статистические гамма-кванты совместно с нейтронами деления участвуют, в основном, в энергетической разрядке возбужденных осколков деления. На рис.15 представлены основные интегральные характеристики гамма-эмиссии в зависимости от массы осколка.

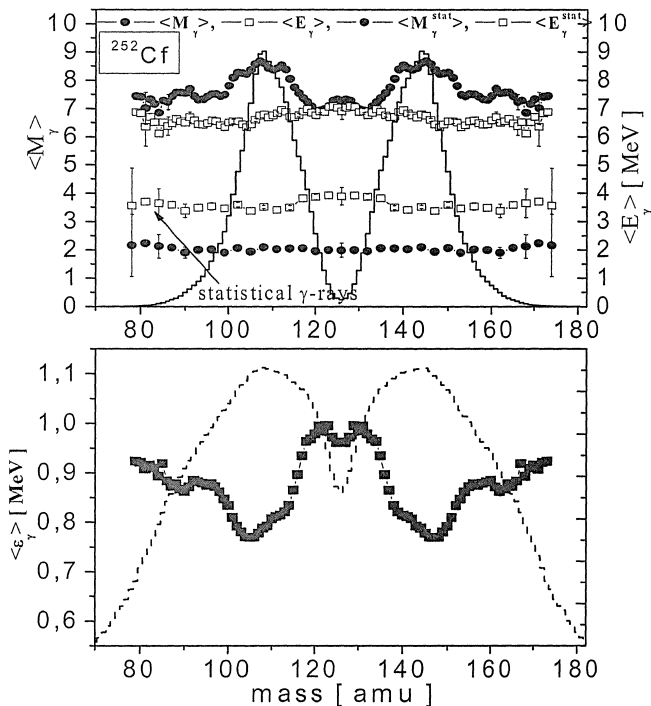


Рис. 15. Зависимость полной средней энергии $\langle E_\gamma \rangle$, множественности $\langle M_\gamma \rangle$ для всех гамма-квантов и их статистической составляющей в зависимости от массы A осколка. Полные символы представляют множественность, пустые символы - энергию. В нижней части рисунка – зависимость средней энергии $\langle \epsilon_\gamma \rangle$.

В зависимости $\langle M_\gamma \rangle$ от A осколка проявляются сильные флуктуации, которые отражают влияние структуры осколков. Подобные флуктуации, но в обратном направлении, наблюдаются в значении величин средней энергии $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ в зависимости от массы A осколка. Из такого эффекта следует, что при увеличении деформации осколка, средняя энергия $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ испущенного гамма-кванта уменьшается, но их количество – множественность $\langle M_\gamma \rangle$ увеличивается.

Наблюдаемое равновесие и приводит к тому, что полная энергия гамма-квантов слабо меняется с изменением массы осколка и флуктуирует с амплитудой не больше

0,5 МэВ около среднего значения $\langle E_\gamma \rangle = 6,8$ МэВ. Во флуктуациях полной энергии проявляются известные флуктуации с периодом ~ 5 массовых единиц, которые созданы периодичностью дефицитов масс энергетического выхода Q в делении.

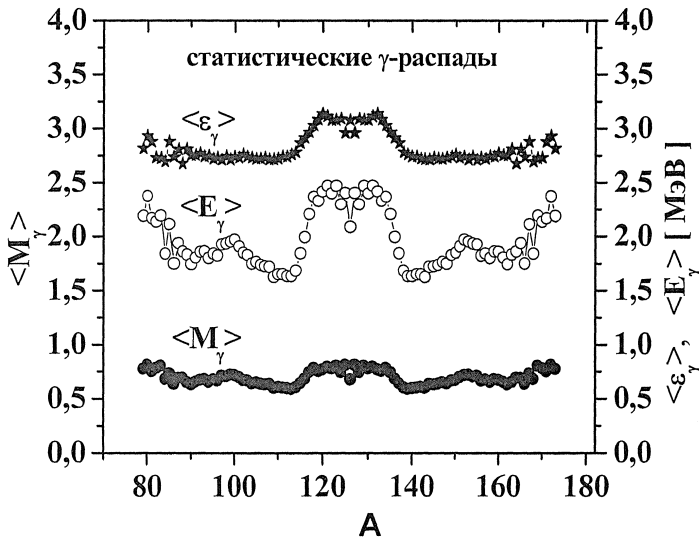


Рис. 16. Основные характеристики статистической эмиссии гамма-квантов в зависимости от массы осколка A . Данные приведены к одному акту деления.

В эмиссии статистических гамма-квантов, как можно наблюдать на рис. 16, множественность $\langle M_\gamma^{STAT} \rangle$ и полная энергия $\langle E_\gamma^{STAT} \rangle$ в зависимости от массы A осколка проявляют другие свойства. В распределении множественности наблюдаются малые флуктуации с некоторым завышением в области симметричного деления и околomagических ядер с $A=128-132$ и более слабые флуктуации в области большой асимметрии масс осколков. В распределении средней энергии $\langle \epsilon_\gamma \rangle$, испаренной гамма-квантами, в тех же областях масс осколков наблюдается повышенный выход энергии. На основании наблюдаемого можно сказать, что механизм выравнивания полной энергии за счет противоположного воздействия множественности и средней энергии в процессе статистической эмиссии гамма-квантов не работает.

Более детальные сведения об эмиссии гамма-квантов получаем после приведения результатов к одному акту деления и массе A осколка. Данные, полученные после такой нормировки, приведены на рис.17. Из этих данных видно, что минимальные значения величин определяют осколки, структура которых определена магическим или близким к магическому числу ядер.

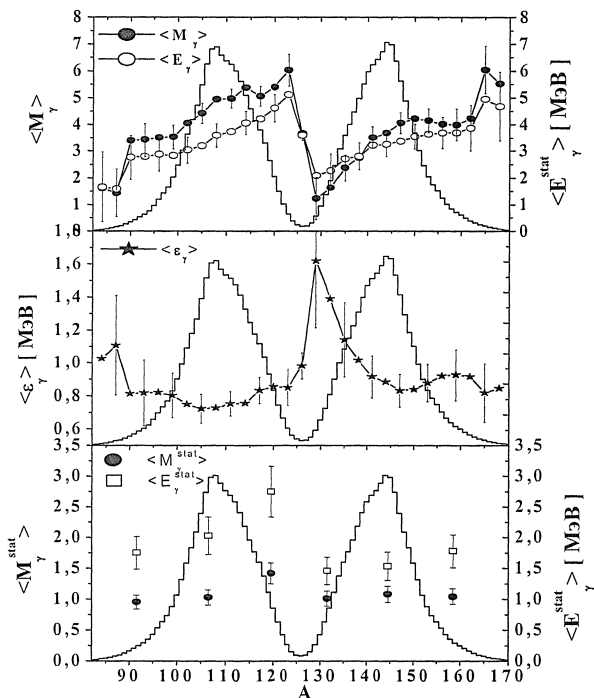


Рис.17. Зависимость полной средней энергии $\langle E_\gamma \rangle$, множественности $\langle M_\gamma \rangle$ для всех гамма-квантов, в средней части рисунка – зависимость средней энергии $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ и в нижней части приведены характеристики статистических величин $\langle E_\gamma^{STAT} \rangle$ и $\langle M_\gamma^{STAT} \rangle$ в зависимости от массы A осколка. Полные символы представляют множественность, пустые символы - энергию. Данные приведены к одному акту деления и массе осколка. Фоновое массовое распределение приводится для наглядности (кривая с двумя пиками).

Из этих данных видно, что минимальные значения величин определяют осколки, структура которых определена магическим или близким к магическому числу ядер. В нижней части рис.17 показаны значения средней энергии $\langle \epsilon_\gamma \rangle$. Значительное увеличение $\langle \epsilon_\gamma \rangle$ в области $A < 90$ и $129-134$ свидетельствует о сильном влиянии оболочечной структуры осколков на эмиссию гамма-квантов деления. Множественность $\langle M_\gamma^{STAT} \rangle$ и полная энергия $\langle E_\gamma^{STAT} \rangle$ статистических гамма-квантов, полученные после нормировки на одно деление и массу, имеют также пилообразный характер в зависимости от массы осколка A . Из полученных результатов следует, что в процессе эмиссии статистических гамма-квантов больше энергии освобождается из легкой группы осколков. Из этих данных также следует, что за повышенную эмиссию статистических гамма-квантов в области масс $118-134$, изображенную на рис. 17, отвечают осколки легкой группы и за повышенную энергию в области большой асимметрии масс - осколки тяжелой группы.

Энергетический выход в делении ^{252}Cf и его баланс можно проверить с применением данных о полной энергии гамма-квантов и с привлечением данных об эмиссии нейтронов деления. Условие энергетического баланса можно выразить как:

$Q = \text{ТКЕ} + E_n + E_\gamma = \text{ТКЕ} + E_{\text{exc}}$, где E_n - полная энергия, унесенная испаренными нейтронами, E_γ - полная энергия, унесенная эмиссией гамма-квантов.

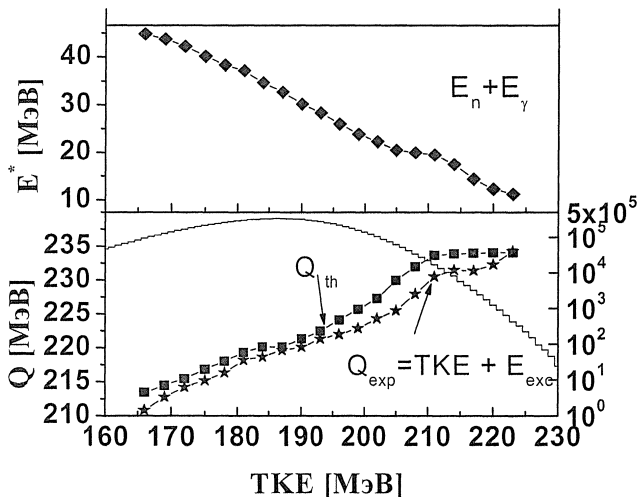


Рис.18. Зависимость энергии возбуждения E^* от полной кинетической энергии ТКЕ осколков деления ^{252}Cf . В нижней части рисунка - энергетический выход Q_{exp} , полученный в эксперименте и Q_{th} вычисленный по дефекту масс.

Зависимость энергии возбуждения E^* и энергетического выхода Q_{exp} , полученного в эксперименте и Q_{th} - расчетного, от полной кинетической энергии осколков ТКЕ показаны на рис. 18. Из результатов видно, что энергия возбуждения почти линейно уменьшается с нарастающей кинетической энергией осколков ТКЕ. Наблюдаемая разница значений Q_{th} и Q_{exp} по всей шкале кинетических энергий представляет 2,4 МэВ, что могло возникнуть в процессе калибровки одного, или обоих экспериментов.

Из результатов, показанных на рис.19, видно, что энергия возбуждения является функцией массы осколка A . Можно утверждать, что функциональную зависимость определяет процесс испарения нейтронов. В исследуемом диапазоне масс ее среднее значение составило 35 МэВ.

Эксперимент по тройному делению был проведен с применением ΔE - E телескопов, сигнал которых давал информацию о заряде частицы и ее кинетической энергии, и спектрометром Gammasphere, который регистрировал энергию гамма-квантов и их кратность. Спектры кратности показаны на рис. 20 в левой части.

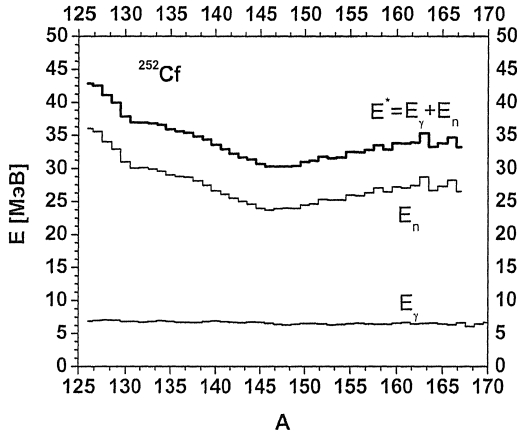


Рис. 19. Зависимость энергии возбуждения E^* , E_n - полной энергии, унесенной испаренными нейтронами и E_γ - полной энергии, унесенной эмиссией гамма-квантов, в зависимости от массы A тяжелого осколка.

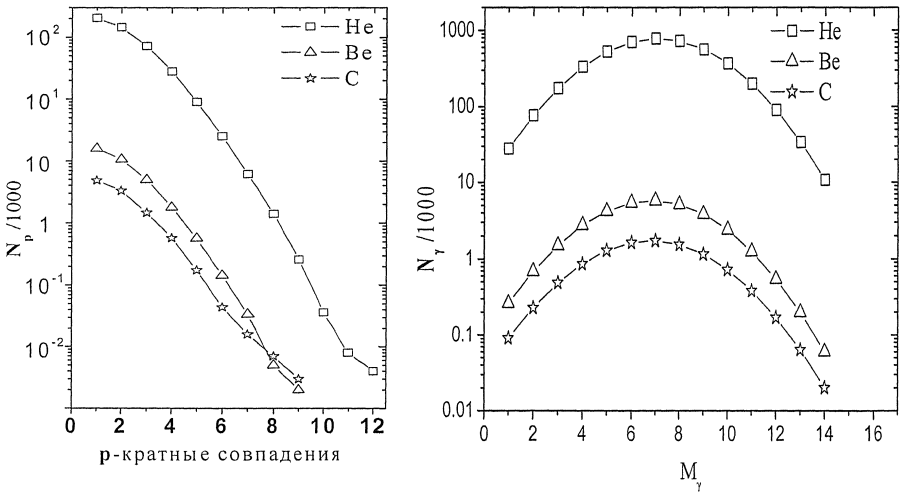


Рис.20. Спектры кратных совпадений гамма-квантов (левая часть) и распределение множественности гамма квантов (правая часть) при эмиссии He, Be и C при тройном делении ^{252}Cf .

Множественность гамма-квантов в делении, как и в любой ядерной реакции, статистически распределена. Пусть такое распределение характеризует функция $f(M)$, тогда ее среднее значение получим из формулы:

$$\langle M_\gamma^{\text{тор}} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f(M) dM, \quad \text{где } f(M) \approx \exp\left[-(M - \langle M_\gamma \rangle) / 2\sigma^2\right].$$

Распределение множественности $f(M)$ в дальнейшем считаем гауссовым, где $\langle M_\gamma \rangle$ - средняя величина распределения с дисперсией σ . С применением комбинаторного принципа можно выразить вероятность того, что будет зарегистрировано P гамма-квантов N детекторами:

$$P_P^M = \binom{N}{P} \sum_{j=0}^M \binom{M}{j} \Omega^j (1 - N\Omega)^{M-j} W_j(P),$$

где Ω выражает полную среднюю эффективность регистрации одним детектором и коэффициенты $W_j(P)$ выражают комбинации т.н. «скрытых совпадений». Определение свойств функции $f(M)$ проводилось методом минимизации функции χ^2 , сравнением расчетной и экспериментальной вероятностей. Полученные результаты о распределении множественности гамма-квантов в тройном делении ^{252}Cf с вылетом He, Be и C показаны в правой части рис.20. Результаты эксперимента позволили получить также новые сведения о величине средней множественности $\langle M_\gamma \rangle$ в зависимости от кинетической энергии He, Be и C в интервалах энергии 2 МэВ для He и 3 МэВ для Be и C показаны на рис.21.

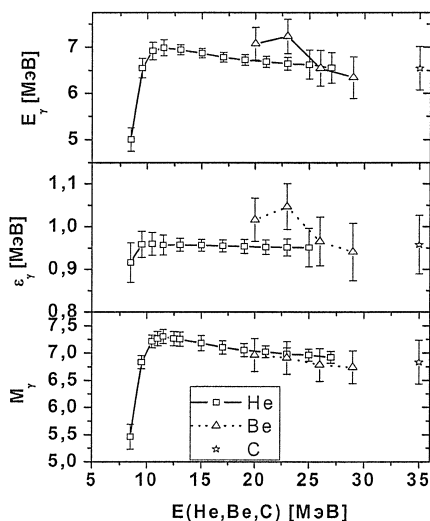


Рис. 21. Зависимость значений интегральных характеристик гамма-квантов в тройном делении ^{252}Cf от кинетической энергии He, Be и C.

Из полученных зависимостей видно, что при кинетических энергиях $E_{\text{He}} > 12$ МэВ множественность и полная энергия гамма-квантов уменьшается с увеличением кинетической энергии, как это и ожидалось.

В области $E < 12$ МэВ множественность и полная энергия гамма-квантов увеличивается с увеличением кинетической энергии He. В той же области найдено значительное увеличение выхода ^{132}Sn . Наблюдаемые зависимости являются предпосылкой к поиску нового механизма образования легких заряженных частиц с малыми кинетическими

энергиями. В качестве сравнения приводятся данные, полученные в работе совместно со значениями интегральных величин двойного деления.

Табл. 1. Сравнение интегральных характеристик эмиссии гамма-квантов двойного и тройного деления.

	$\langle \epsilon_\gamma \rangle$ [МэВ]	$\langle E_\gamma \rangle$ [МэВ]	$\langle M_\gamma \rangle$
He	0,951±0,025	6,6±0,2	7,09±0,12
Be	0,992±0,057	6,8±0,3	6,87±0,8
C	0,958±0,069	6,5±0,5	6,83±0,4
Двойное деление	0,880	7,3	8,2±0,3

Четвертая глава посвящена изучению угловых моментов в двойном и тройном делении. При определении углового момента осколков применялся метод, основанный на определении интенсивностей гамма-переходов при девозбуждении «ириаст» полосы на основное состояние четно-четного осколка деления. Новые возможности развития этого метода появились с созданием 4π-гамма-детектора Gammasphere и получением детальных схем уровней осколков деления. Детальное исследование многократных совпадений гамма-квантов, испущенных из двух образовавшихся в паре осколков деления, позволяет получить более подробные данные, характеризующие угловые моменты осколков. Известно, что возбуждение (заселение состояний ротационной полосы) определено распределением углового момента ядра-осколка после испарения нейтронов и статистических гамма-квантов. После оценки вклада испарения нейтронов и статистических гамма-квантов для углового момента можно использовать значения интенсивностей гамма-переходов ротационной полосы и можно получить распределение угловых моментов и их среднего значения. Расчеты проводились с применением статистического кода PACE2, который применялся при расчете испарения и восстановления первичных масс осколков. Статистические каскады моделировались с применением формализма Хаузер-Фешбаха с одинаковыми параметрами, как и в случае восстановления первичных масс осколков.

В результате обработки двумерных $\gamma\gamma$ -совпадений получены интенсивности переходов для ^{138}Xe , ^{140}Xe и ^{144}Ba . В табл.2 представлены интенсивности гамма-переходов между уровнями основных полос для изотопа ^{104}Mo и ядер различных изотопов Ba, которые образуются одновременно с ^{104}Mo при испарении разного числа нейтронов из первичных осколков ($\nu = 0 \div 10$) при формировании исследуемых пар осколков.

На рисунке 22а изображена зависимость средних угловых моментов, уносимых гамма квантами, для ^{104}Mo от полного числа испаренных нейтронов. Угловой момент осколков ^{104}Mo растет, когда число нейтронов меняется ис 0 до 5, а затем падает при дальнейшем увеличении числа испаренных нейтронов. Изменение углового момента осколков Ba имеет такую же закономерность. На рис. 22б черными точками изображены суммарные угловые моменты исследуемых Ba-Mo пар, полученные суммированием значения точек из рис.22а и 22б. Светлыми точками представлены угловые моменты первичных осколков Ba-Mo, которые были определены в результате учета углового момента, уносимого нейтронами. С увеличением множественности нейтронов в диапазоне от 0 до 4 наблюдается рост углового момента первичных Ba-Mo осколков, а затем, при дальнейшем увеличении числа испаренных нейтронов, имеется аномальное поведение углового момента осколков – при увеличении числа испаренных

нейтронов нет роста углового момента осколков. По такому поведению углового момента можно судить, что в тех событиях деления ядра, в которых образуются осколки, возникает большая деформация. В Главе 2 было показано, что пара Ва-Мо ^{252}Cf выделяется среди других четных разделений по зарядам повышенным выходом пар осколков, образующихся после испарения семи и более нейтронов. Такое поведение выходов объясняется наличием двух мод деления при Ва-Мо зарядовом разделении ^{252}Cf . Первая мода имеет обычное значение величины средней ТКЕ=189 МэВ, а вторая отличается малым значением ТКЕ=154 МэВ и вносит большой вклад в образование пар осколков, которые получают испарением большого числа нейтронов.

Табл. 2 . *Относительные интенсивности гамма-переходов между уровнями полос основного состояния ^{104}Mo . Интенсивности переходов отнормированы на интенсивности $2^+ \rightarrow 0^+$ переходов.*

Осколок	Дополн. осколок	I_γ				$\langle J \rangle$ [h]
		$4^+ \rightarrow 2^+$	$6^+ \rightarrow 4^+$	$8^+ \rightarrow 6^+$	$10^+ \rightarrow 8^+$	
^{104}Mo	^{148}Ba	0,79(14)	0,05(5)			3,87(3)
$^{104}\text{Mo} \cdot$	^{147}Ba	0,73(10)	0,35(10)	0,10(6)		4,10(10)
$^{104}\text{Mo} \cdot$	^{146}Ba	0,59(2)	0,29(2)	0,08(3)	0,045(15)	3,94(37)
^{104}Mo	^{145}Ba	0,86(3)	0,37(1)	0,09(1)	0,033(9)	4,79(21)
$^{104}\text{Mo} \cdot$	^{144}Ba	0,79(2)	0,41(1)	0,08(1)		4,60(16)
$^{104}\text{Mo} \cdot$	^{143}Ba	0,97(6)	0,39(2)	0,17(2)	0,013(10)	5,05(36)
$^{104}\text{Mo} \cdot$	^{142}Ba	0,57(6)	0,35(3)	0,16(2)		4,20(30)
$^{104}\text{Mo} \cdot$	^{141}Ba	0,59(7)	0,22(2)			3,60(33)
$^{104}\text{Mo} \cdot$	^{140}Ba	0,32(8)	0,06(6)			2,80(6)
^{104}Mo	^{138}Ba	0,20(10)				2,40(8)
^{148}Ba	^{104}Mo	0,09(9)	0,37(2)			2,20(5)
^{146}Ba	^{104}Mo	0,78(3)	0,75(1)	0,21(3)	0,025(19)	5,30(5)
^{144}Ba	$^{104}\text{Mo} \cdot$	1,00(2)	0,20(4)	0,48(1)	0,005(3)	7,30(8)
^{142}Ba	$^{104}\text{Mo} \cdot$	0,67(3)				3,75(39)
^{140}Ba	$^{104}\text{Mo} \cdot$	0,28(9)				2,60(4)
^{138}Ba	^{104}Mo	0,2(2)				2,40(5)

На рис. 22г представлен вклад второй моды деления в образование исследуемых Ва-Мо пар осколков, который был получен в результате анализа выходов пар вторичных осколков. Видно, что имеется корреляция спада углового момента осколков $\langle J_\gamma \rangle_{\text{Mo}}$, $\langle J_\gamma \rangle_{\text{Ba}}$ и аномального поведения углового момента первичных осколков с вкладом второй моды в образование исследуемых Ва-Мо пар. Такая корреляция является дополнительным аргументом в поддержку гипотезы о наличии двух мод деления для Мо-Ва пары.

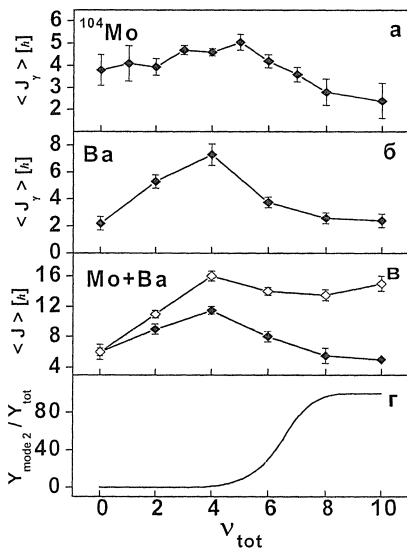


Рис. 22. Значения средних угловых моментов осколков ^{104}Mo (а) и дополнительных к ним осколков Ba (б) образовавшихся после испарения различного числа нейтронов ν_{tot} из первичных осколков; (в) суммарные угловые моменты пар осколков $^{104}\text{Mo}+\text{Ba}$ (черные точки - $\langle J_\gamma \rangle_{\text{Mo}} + \langle J_\gamma \rangle_{\text{Ba}}$, светлые точки - средние угловые моменты первичных осколков); (г) относительный вклад второй моды деления в образование исследуемых пар осколков. Массовые числа дополнительных осколков 138-148 Ba.

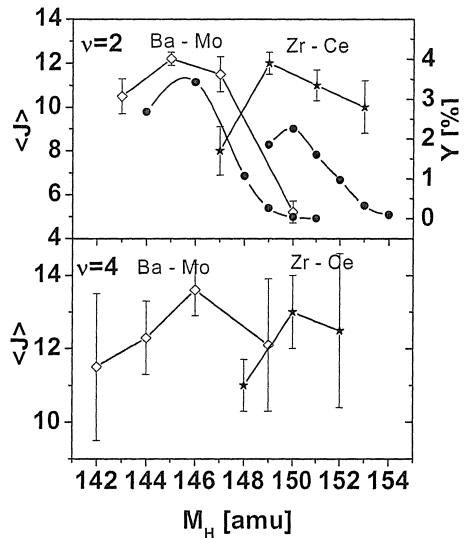


Рис. 23. Суммарные значения угловых моментов для пар Ba-Mo (светлые точки) и Ce-Zr (черные точки) осколков в зависимости от массы тяжелого осколка. Угловые моменты представлены для двух случаев, когда осколки испаряют два ($\nu=2$) и четыре ($\nu=4$) нейтрона. Штриховые линии – выходы Ba-Mo и Ce-Zr пар осколков.

При анализе данных обнаружена интересная корреляция между выходом осколков и значением углового момента. На рис. 23 представлены зависимости суммарного углового момента первичных пар осколков от массового числа тяжелого осколка для двух случаев, когда осколки испаряют два и четыре нейтрона. Штриховыми линиями даны независимые выходы осколков, взятые из литературных данных. Как можно видеть из рисунка, имеется четкая корреляция между выходами осколков и значением углового момента. Так как распределение выходов осколков формируется благодаря дипольным колебаниям делящегося ядра, которые возникают при движении ядра к разрыву, обнаруженная корреляция указывает на сильную связь двух коллективных степеней свободы, дипольных и поперечных колебаний.

Табл. 3. Относительные интенсивности переходов осколков тройного деления ^{252}Cf с эмиссией He . A обозначает среднюю массу первичного осколка, $\langle J \rangle_{\text{TF}}$ - полученный средний угловой момент и $\langle J \rangle_{\text{BF}}$ - средний угловой момент двойного деления приводится в качестве сравнения.

	I_{γ} $4^{+}-2^{+}$	I_{γ} $6^{+}-4^{+}$	I_{γ} $8^{+}-6^{+}$	I_{γ} $10^{+}-8^{+}$	A	$\langle J \rangle_{\text{TF}} [\hbar]$	$\langle J \rangle_{\text{BF}} [\hbar]$
^{100}Zr	1	9,48(7)	0,19		101,43	4,7(7)	5,00
^{102}Zr	1	0,48(8)	0,26		103,01	4,9(7)	5,35
^{106}Mo	1	0,50(10)	0,09		106,56	4,2(10)	4,63
^{138}Xe	1	0,51(9)	0,26	0,11	140,49	5,3(8)	5,46
^{140}Xe	1	0,57(9)	0,29	0,12	141,63	5,6(10)	8,35
^{142}Xe	1	0,56(10)	0,30		143,28	5,3(12)	
^{144}Ba	1	0,69	0,30		145,58	6,3(10)	5,87
^{146}Ba	1	0,45	0,27		147,03	5,8(10)	4,72

При определении углового момента осколков тройного деления с эмиссией He применялась идентичная методика. Результаты приведены в табл. 3.

Из результатов приведенных в табл. 2, 3 и рис. 24 следует, что у коррелированных пар угловой момент уменьшается с нарастающим количеством испаренных нейтронов, что четко наблюдается и в двойном делении.

На рис.24 приведена зависимость среднего углового момента от количества испаренных нейтронов для коррелированных пар осколков ^{106}Mo и ^{140}Xe .

При сравнении зависимостей изменения значений углового момента от множественности нейтронов в двойном делении видно, что угловой момент уменьшается с нарастающей множественностью испаренных нейтронов со скоростью $\sim 0,71 \hbar/n$ для ^{104}Mo и $\sim 0,34 \hbar/n$ для изотопов Ba .

Полученные сведения об угловых моментах дают возможность определить некоторые динамические характеристики осколков деления на их предразрывной стадии. Модель осцилляций делящегося ядра позволяет определить деформацию осколков на предразрывной фазе движения делящегося ядра в деформационном пространстве. Средний угловой момент в модели определен как:

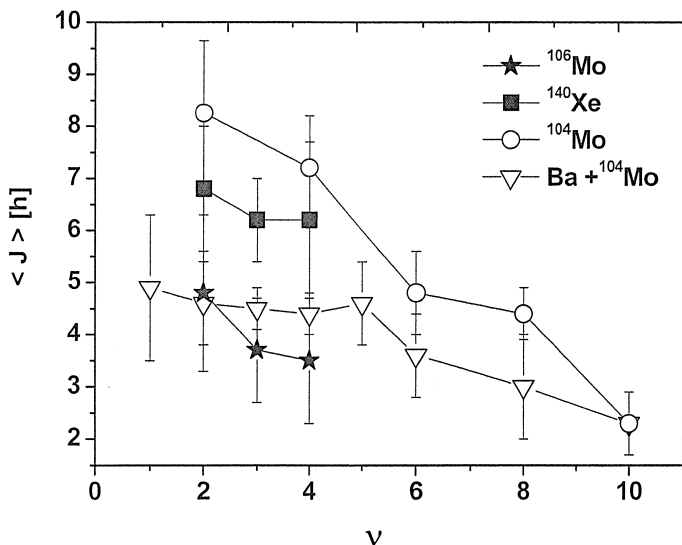


Рис. 24. Зависимость значений среднего углового момента пар осколков $\langle J \rangle$ от количества испаренных нейтронов ν . Черные символы – результаты тройного деления с эмиссией ядер He, светлые символы – результаты двойного деления ^{253}Cf .

$$\langle J \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2\gamma_0} - \frac{1}{2},$$

где γ_0 представляет амплитуду огибающих осцилляций ротационной моды пред разрывом ядра. Также ее можно рассматривать как неопределенность местоположения уже сформировавшихся осколков. Модель также определяет энергию огибающей моды:

$$E_{\text{bend}} = \hbar^2 / \gamma_0^2, \text{ где } \gamma_0 = c/z.$$

Амплитуда огибающих осцилляций зависит от радиуса шейки делящегося ядра и длины большой полуоси деформированного осколка.

Используя капельную модель и известную величину коэффициента квадрупольной деформации β_2 , энергию деформации осколка $E_{\text{DEF}}(\beta_2)$ определим из известного уравнения:

$$E_{\text{DEF}}(\beta_2) = E_s^0 (B_s - 1 + 2\chi(B_c - 1)),$$

где $E_s^0 = 22,92 \cdot A^{2/3}$ – поверхностная энергия недеформированного ядра и параметр делимости $\chi = Z^2 / (50A)$. B_s и B_c – поверхностная и кулоновская энергии, зависящие от деформации. В случае, когда ядро имеет деформацию в основном состоянии, энергия его деформации вычиталась от полной деформации с применением простого приближения:

$$E_{\text{DEF}} = E_{\text{DEF}}(\beta_2) - E_{\text{DEF}}(\beta_2^{\text{g.s.}}).$$

Для образующихся осколков в момент разрыва ядра можно также оценить параллельный J_{\parallel} и поперечный J_{\perp} моменты инерции относительно оси деления.

При оценке коэффициентов деформации был взят радиус шейки $c = 1,3$ ферми, что соответствует радиусу α -частицы. Результаты оценок энергии деформации E_{DEF} и

моментов инерции J_{\parallel} и J_{\perp} , которые приобретает осколок при разрыве и энергия огибающей моды E_{BEND} , показаны в табл.4. Моменты инерции, приведенные в таблице, считали равными 0,5 от их твердотельного значения.

При сравнении энергии деформации E_{DEF} видно, что ее значение близко к энергии возбуждения, которая оценена при восстановлении первичных масс осколков, из чего следует, что угловой момент возникает при переходе барьера делящимся ядром. Причиной несогласованности оцененных значений энергии возбуждения и энергии деформации некоторых осколков оказывается довольно сильное влияние радиуса шейки.

Табл. 4. Сравнение средних угловых моментов, амплитуд поперечных осцилляций γ_0 , оцененных коэффициентов квадрупольных деформаций β_2 , энергий огибающих осцилляций E_{BEND} , энергий деформации E_{DEF} и продольного и поперечного к оси деления моментов инерции J_{\parallel} , J_{\perp} для осколков тройного деления ^{252}Cf с эмиссией ядер He .

	$\langle J \rangle$ [\hbar]	γ_0 [рад.]	β_2	$\beta_2^{\text{g.s.}}$	E_{BEND} [МэВ]	E_{DEF} [МэВ]	J_{\perp} [$\hbar^2/\text{МэВ}$]	J_{\parallel} [$\hbar^2/\text{МэВ}$]	$\langle A \rangle$
^{100}Zr	4,7	0,17	0,554	0,358	1,09	12,4	35,13	6,53	101,43
^{102}Zr	4,9	0,164	0,609	0,369	1,17	14,5	40,06	6,48	103,01
^{146}Ba	5,8	0,135	0,755	0,199	1,73	22,8	76,7	16,78	147,03
^{144}Ba	6,3	0,130	0,817	0,164	1,87	24,5	80,91	11,24	145,58
^{138}Xe	5,3	0,152	0,555	0	1,35	19,1	60,18	11,16	140,49
^{140}Xe	5,6	0,145	0,640	0,116	1,50	21,6	71,65	10,79	141,63
^{142}Xe	5,3	0,152	0,542	0,145	1,36	18,0	58,74	11,29	143,42
^{106}Mo	4,2	0,188	0,371	0,369	1,29	3,9	28,62	8,69	106,56

Следует ожидать, что радиус шейки меняется с изменением асимметрии масс осколков. На этой стадии движения ядро находится в холодном состоянии и почти вся свободная энергия реализована в деформации делящегося ядра. На рис 25. показана зависимость величины углового момента $\langle J \rangle$ от энергии деформации.

Из изложенного следует, что в генерации углового момента, кроме коллективных переменных – ротации и вибраций в значительной мере, участвует энергия деформации путем освобождения небольшой ее части ($E_{\text{BEND}}=1+2$ МэВ) на возбуждение поперечных осцилляций. Значения оцененных моментов инерции осколков деления в точке разрыва близки значениям, полученным для первого минимума барьера изомеров деления сильно деформированных ядер.

На рис.25 также приведена зависимость значений γ_0 – амплитуды вибраций от энергии деформации. Видно, что с увеличением энергии деформации амплитуда поперечных колебаний снижается и, соответственно, угловой момент увеличивается. Из наблюдаемого можно заключить, что определяющую роль при генерации углового момента осколков имеет их деформация на стадии близкой к точке разрыва и в самой точке разрыва.

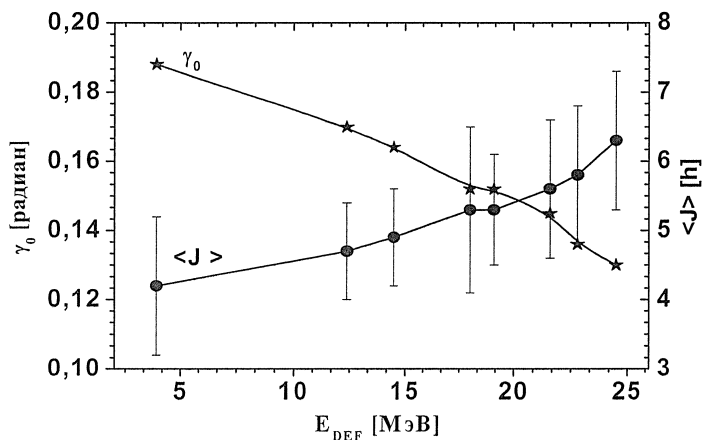


Рис. 25. Зависимость среднего углового момента $\langle J \rangle$ и амплитуды поперечных колебаний γ_0 в зависимости от энергии деформации E_{DEF} осколков деления на стадии разрыва.

Пятая глава посвящена анализу выхода осколков деления в вынужденном делении трансуранов, который проведен с целью их применения в качестве радиоактивных нейтроноизбыточных пучков ионов. Пучки радиоактивных нейтроноизбыточных ядер вызывают особый интерес с точки зрения развития ядерной физики и, следовательно, углубления знаний о строении материи.

Последние десятилетие большое внимание в ядерной физике уделяется генерации и ускорению радиоактивных ядер. Прогресс ускорительной техники позволил заниматься вопросами ускорения достаточно интенсивных пучков только в конце прошлого века. В настоящее время в мире работает или находятся на стадии создания несколько установок или проектов радиоактивных пучков ионов. На современных комплексах ускорителей применяют реакцию деления ^{238}U протонами с энергией 1-50 ГэВ (CERN, KEK, ISAC-TRIUMF), быстрыми нейтронами, генерированными дейтронами с энергией 120 МэВ (проект Spiral 2 Гангил) и тепловыми нейтронами ядерного реактора (проект MAFF, Мюнхен). Применение высокоэнергетических протонов при делении и фрагментации трансуранов дает осколки в основном из области протоноизбыточных ядер. Деление быстрыми нейтронами, когда энергия возбуждения сложного ядра достигает 25 – 30 МэВ, также не позволит получать осколки с большим избытком нейтронов вследствие большого количества испарившихся из них нейтронов.

При синтезе сверхтяжелых ядер и изучении деления тяжелых ядер (коллективная динамика многотельных систем) ни одна из комбинаций пучок–мишень не дает в процессе слияния ядра с нейтронной оболочкой $N=184$. В случае, когда используются самые нейтроноизбыточные ядра мишени ^{244}Pu , ^{248}Cm или ^{249}Cf и пучок ^{48}Ca , в процессе слияния формируются ядра в их основном состоянии, удаленные на 7-9 массовых единиц от области повышенной стабильности. Применение радиоактивных пучков ионов, которые имеют нейтроноизбыточность больше ^{48}Ca может решать эту проблему. Применение тормозного излучения электронов при получении экзотических ядер является основой проекта ДРИБС – фаза II (ОИЯИ). Вторая фаза проекта ориентирована на получение радиоактивных пучков нейтроноизбыточных ядер. Сечение фотоядерной

реакции является одним из основных параметров при выборе мишени. Определяет интенсивность генерации осколков деления.

В фотоядерных реакциях можно наблюдать энергетическую область, где полное сечение поглощения $\sigma(E)$ увеличивается в несколько раз относительно сечения при других энергиях. Такая область называется гигантским дипольным резонансом резонансной и наблюдается в области энергий $E_{\gamma} \approx 13-15$ МэВ в тяжелых ядрах.

При выборе мишени (источника нейтроноизбыточных ядер) необходимо стремиться к тому, чтобы она обеспечивала максимальный выход ядер с максимальной нейтроноизбыточностью. Естественно, при этом необходимо учесть доступность материала мишени в достаточном количестве, обеспечение технологией изготовления мишени, токсичность и, в не последней мере, ее стоимость. В табл. 5 приведены основные характеристики – интегральное сечение фотоделения $\sigma_{\gamma f}$, там же показана верхняя граница интегрирования сечения и нейтроноизбыточность мишени, представленная в форме отношения N/Z – количества нейтронов N к протонам ядра Z . Как известно, отношение N/Z делящихся ядер сохраняется в значительной степени и в осколках возникающих в процессе деления.

Таблица 5. Интегральное сечение фотоделения $\sigma_{\gamma f}$, энергетический лимит интегрирования и нейтроноизбыточность N/Z ядер деления.

	$\sigma_{\gamma f}$ [МэВ·мкбарн]	Энерг.лимит [МэВ]	N/Z
²³² Th	370	18,3	1,577
²³³ U	2444	17,8	1,533
²³⁴ U	2260	18,3	1,543
²³⁵ U	1791	20,0	1,554
²³⁶ U	1450	18,3	1,565
²³⁸ U	1085	18,3	1,587
²³⁷ Np	2278	18,3	1,548
²³⁹ Pu	2146	17,8	1,542
²⁴⁴ Pu	1860	30,0	1,596
²⁴¹ Am	2291	20,0	1,537
²⁴³ Am	2228	20,0	1,559

Из данных показанных в таб. 13 видно, что наибольшую нейтроноизбыточность имеют ядра ²⁴⁴Pu и ²³⁸U. Изотоп ²⁴⁴Pu в нужном количестве нескольких грамм не доступен. Изотопы ^{241,243}Am, ²³⁷Np и ^{233,234}U с высоким интегральным сечением для мишени также не подходят по причине малого выхода нейтроноизбыточных ядер. В случае изотопов Am и Pu надо учитывать их высокую токсичность. Из коммерчески и технологически доступных изотопов ²³²Th, ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu изотоп ²³⁸U оказывается более подходящим материалом. При рассмотрении применения ядер с высокой нейтроноизбыточностью надо учесть, что с увеличением нейтронной избыточности время жизни уменьшается, что накладывает ограничения на их применение. Ограничивающим также оказывается время диффузии и эффузии из мишени. Разработано несколько новых технологий с целью увеличения диффузии из мишени. Разработан ряд материалов мишеней на базе карбида урана UC₂ и фуллерены со встроенными атомами U, которые обозначают UC_x. Перспективными оказываются UC_x материалы, изготовленные на основе порошковой технологии с плотностью

$\rho \sim 10 \div 12 \text{ г/см}^3$, которые при температуре $2000 \div 2500^\circ\text{C}$ обеспечивают высокую диффузию осколков деления.

С учетом высокой нейтронизбыточности, величины сечения фотоделения, доступности, технологических возможностей изготовления порошкообразных или пористых материалов, токсичности и цены, предпочтительным изотопом для мишени является ^{238}U .

Расчет энергетических спектров гамма-лучей и их углового распределения проводился с применением программного продукта GEANT4. Расчеты углового и энергетического распределений тормозного излучения, возникающего в процессе торможения электронов с энергией 25 и 50 МэВ в мишени-радиаторе из W толщиной 3,5 мм, проводились для пучка электронов с гауссовым распределением плотности электронов. Диаметр пучка на половине высоты составлял 6 мм. Точность расчета энергетических спектров и угловых распределений в области энергии электронов $E_e = 0 \div 50$ МэВ не превысила 10%. В процессе расчета детально анализировались электромагнитные процессы, касающиеся e^-/e^+ взаимодействий – ионизация, аннигиляция электрон-позитронных пар, тормозное излучение и многократное рассеяние. При взаимодействии гамма-квантов учитывался фотоэлектрический эффект, рассеяние Комптона и рождения пар.

Угловая зависимость, полученная в расчете, проверялась в эксперименте с применением реакции $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$ с энергетическим порогом 12,2 МэВ. Фольга из Ni размером $60 \times 60 \text{ мм}^2$ и толщиной 50 мкм была облучена на расстоянии 14 см от конвертора. Энергия электронов с током 14 мкА составила 25 МэВ. После облучения фольга была разрезана на квадраты размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$. Каждый элемент мозаики проверялся на наличие активности ^{57}Ni . Интенсивность гамма-переходного распада с энергией 1378 кэВ применялась для определения относительной интенсивности тормозного излучения в определенной точке. На рис.26 показаны изменения интенсивности тормозного излучения в горизонтальном (X) и вертикальном (Y) направлениях относительно оси пучка электронов.

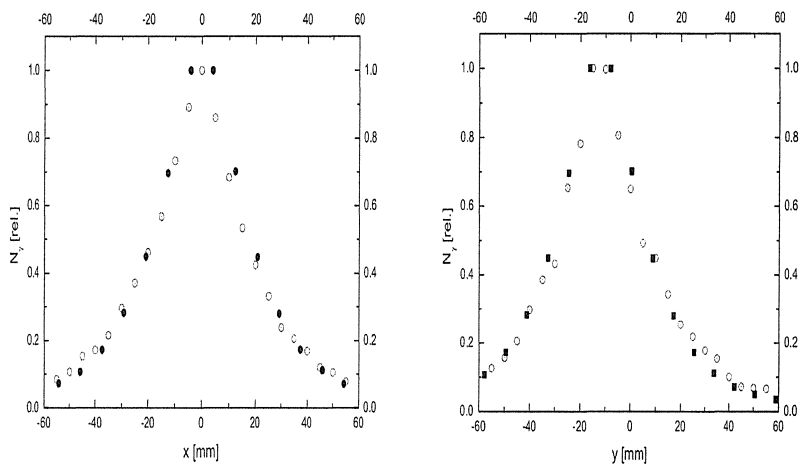


Рис. 26. Относительная интенсивность гамма-квантов на расстоянии 14 см от конвертора в горизонтальном «x» и вертикальном направлениях. о - результаты эксперимента, • расчетные значения.

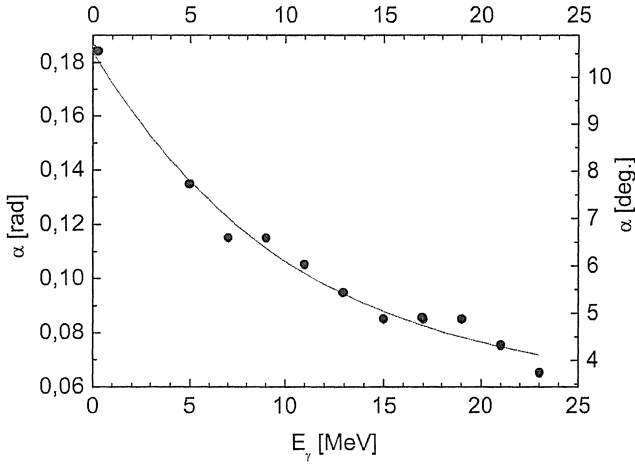


Рис. 27. Зависимость угла максимальной интенсивности α от энергии гамма квантов E_γ .

Как видно на рис. 27, максимальная интенсивность тормозного излучения в зависимости от энергии фотонов получается под не нулевым углом вылета α . Из сравнения расчетных и экспериментальных относительных интенсивностей видно, что результаты почти идентичны. При оценке скорости фотоделения ^{238}U в зависимости от энергии электронов E_e удобнее работать с интегральным сечением деления. Сечение, полученное интегрированием расчетного сечения, показано на рис. 28.

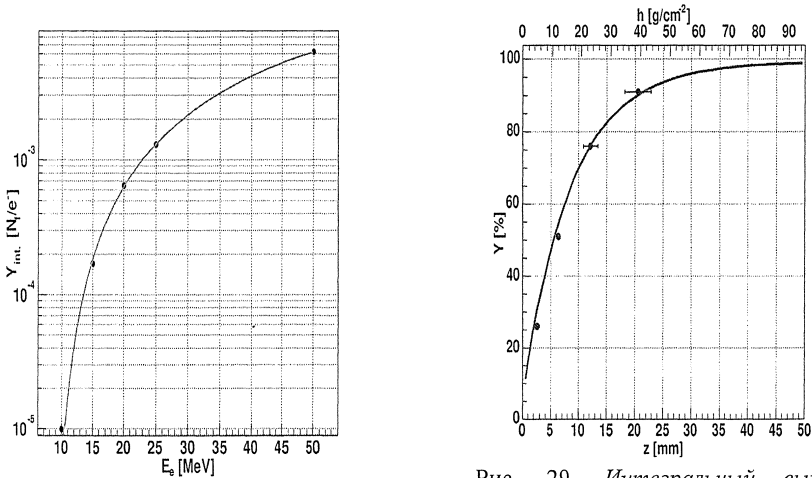


Рис. 28. Интегральное сечение фотоделения Y_{int} , представленное в количестве актов делений на электрон $- N_f/e^-$ в зависимости от энергии электронов E_e .

Рис. 29. Интегральный выход фотоделения в зависимости от толщины мишени ^{238}U . Точки - представляют результаты эксперимента, кривая - результаты расчета.

Исследуемая мишень состоит из конвертора электронов (тормозной мишени), поглотителя незаторможенных электронов из Al и самой мишени. Поглотитель электронов вносит пренебрежно малый вклад в изменение тормозного спектра и в плотность деления. Чтобы оценить влияние материала конвертора на плотность деления, расчеты проводились как для мишени без конвертора, когда торможение электронов происходит в материале мишени, так и для мишени с конвертором из W и металлического U. Толщина радиатора выбиралась относительно радиационной длины X для электронов с энергией 25 и 50 МэВ. Из полученных результатов был оценен интегральный выход деления в зависимости от толщины мишени. Сравнение вычисленных значений с экспериментальными показало хорошее согласие. Результат сравнения показан на рис. 29.

Расчеты плотности деления проведены также для двух граничных по плотности мишеней. В геометрии бесконечно большой мишени цилиндрической формы в качестве материала мишени применены порошкообразный фуллерен UC_x с 16 атомами углерода на 1 атом U с отношением частей 1U16C в массовых единицах 55% U+45% C и плотностью $\rho=1,5 \text{ г/см}^3$ и мишень UC_2 – карбида урана с плотностью $\rho=12 \text{ г/см}^3$.

Расчеты проводились для энергии электронов 25 и 50 МэВ, с радиаторами из W и U для UC_x и UC_2 мишеней. На рис. 30. показаны результаты расчетов плотности деления ρ_f в объеме мишени, что дает представление о тепловой нагрузке мишени. По изображению плотности деления в плоскости $\rho_f=2\pi r \rho_f$ можно судить об оптимальной геометрической форме мишени. На рисунках также показаны интегральные значения вероятности деления в зависимости от радиуса $Y_f(r)$ и толщины $Y_f(z)$ мишени. В каждом расчете принималось 10^8 генераций.

Таблица 6. Геометрические размеры, толщина Z, радиус R цилиндрической мишени для разных комбинаций радиатор–мишень и случай когда радиатором был материал мишени. Отношение e/f – среднее количество электронов, выдававшее одно деление и V – объем, в котором вызвано 80% делений.

E_e [МэВ]	мишень	Z [мм]	R [мм]	e/f	V [см ³]
25	U	14	6,7	620	1,97
	UC_2	26	8,8	688	6,57
	UC_x	260	150	1102	$1,84 \cdot 10^4$
	W+U	14	14,2	933	8,87
	W+ UC_2	26	14,6	961	17,4
	W+ UC_x	256	88	1161	$6,23 \cdot 10^3$
50	U	17	6,1	229	1,99
	UC_2	26	10,1	246	8,33
	UC_x	300	86	363	$6,97 \cdot 10^3$
	W+U	15	10,3	307	5,00
	W+ UC_2	27	12,4	319	13,0
	W+ UC_x	280	77	398	$5,22 \cdot 10^3$

W-конвертор+UC_x, E_e=25МэВ

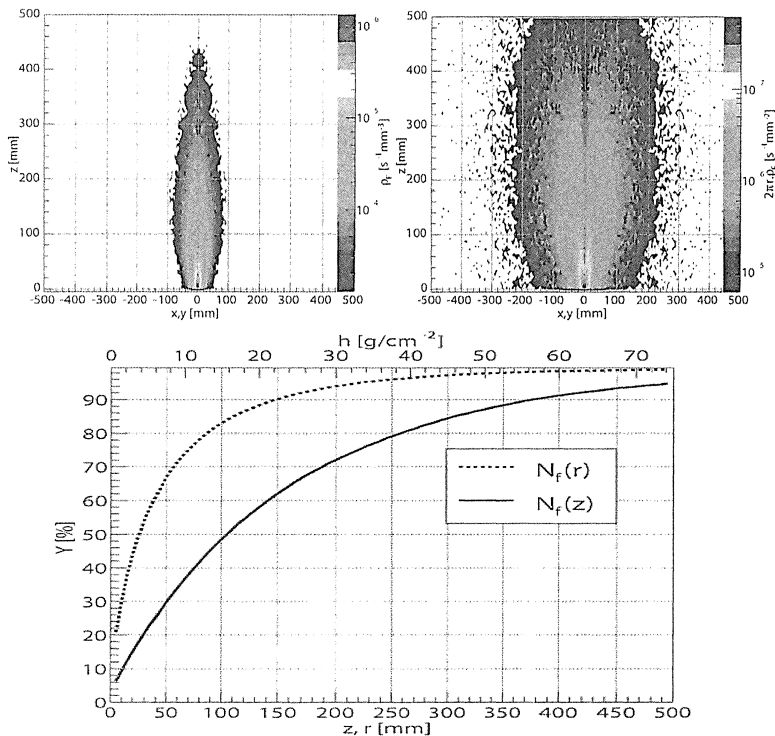


Рис. 30. Плотность фотоделения в мишени UC_x с плотностью $\rho=1,5$ г/см³. Конвертор W, ток пучка электронов $I_e=20$ мкА, энергия $E_e=25$ МэВ. ρ_f - плотность деления в объеме [с⁻¹.мм⁻³], ρ_f - плотность деления в плоскости [с⁻¹.мм⁻²]. Вероятность Y деления N_f в зависимости от диаметра r и толщины z [мм] мишени (нижняя часть рисунка).

В табл. 6 представлены основные характеристики различных комбинаций радиатор-мишень. Обозначение U представляет металлический уран, UC₂ - карбид урана и UC_x - фулерен. Обозначения W+ и U+ определяют материал конвертора. После исключения из обсуждения металлического урана из-за невозможности диффузии осколков деления, из результатов, приведенных в таблице видно, что эффективный объем, представляющий 80% выхода осколков, меняется от нескольких см³ до нескольких тысяч см³. При учете условия быстрой диффузии осколков деления из объема мишени оптимальной оказывается сборка W+UC₂ или UC₂, которая позволяет создать компактную мишень с минимальным объемом.

Как следует из результатов расчетов плотности деления в плоскости, показанных на рис. 30, сбор осколков деления надо обеспечить в нескольких точках по наружной поверхности мишени, но также и со стороны торца мишени. Увеличение скорости и эффективности диффузии осколков можно обеспечить конструкцией мишени в форме сборки, составленной из отдельных дисков карбида урана.

Оценка выходов осколков деления из реакции фотоделения $^{238}\text{U}(\gamma, \text{np}, \text{f})$, необходимых при анализе возможностей создания пучков нейтроноизбыточных ядер, требует в интервале масс $80 \leq A \leq 160$ и зарядов ядер $28 \leq Z \leq 60$ иметь сведения о их независимых выходах. Модель не искаженного зарядового распределения (UCD) или Z_p -модель позволяют систематически оценить зарядовые распределения осколков деления с применением существующих экспериментальных данных. В этом распределении предполагается, что отношение числа протонов к числу нуклонов A в каждом из осколков такое же, как и в делящемся ядре.

Результаты расчетов независимых и кумулятивных выходов фотоделения ^{238}U приведены на рис. 31. Многие из исследуемых осколков в силу своей структуры находятся в изомерном состоянии. Выходы осколков в изомерном состоянии были определены с применением сведений об изомерном отношении q отдельных осколков деления. Тогда выход осколка в изомерном состоянии можно выразить соотношением:

$$Y_m(A, Z) = Y(A, Z) - \frac{Y(A, Z)}{q+1}. \text{ Результаты приведены на рис.32. Величины независимых}$$

выходов фотоделения ^{238}U , полученные путем расчета, проверялись для изотопов Kr и Xe в эксперименте. В результате обработки гамма-спектров, зарегистрированных Ge(Li) детектором, получены независимые выходы изотопов Kr и Xe. Их значения приведены совместно с расчетными значениями независимых выходов в табл. 7 и 8.

Табл.7. Независимые выходы Y_{exp} изотопов Kr в одном делении ^{238}U тормозным излучением с $E_e=25$ МэВ. Для сравнения приводятся расчетные значения независимых выходов Y . Экспериментальные значения приведены к расчетному выводу ^{91}Kr .

	$Y_{\text{exp}} [\%]$	$Y_{\text{расч}} [\%]$
^{89}Kr	1,0	1,2
^{91}Kr	2,5	2,5
^{92}Kr	2,2	1,9
^{93}Kr	0,67	1,0

Табл. 8. Независимые выходы Y_{exp} изотопов Xe в одном делении ^{238}U тормозным излучением с $E_e=25$ МэВ. Для сравнения приводятся расчетные значения независимых выходов Y . Экспериментальные значения приведены к расчетному выводу ^{91}Kr .

	$Y_{\text{exp}} [\%]$	$Y_{\text{расч}} [\%]$
^{137}Xe	0,98	1,1
^{138}Xe	2,0	2,3
^{139}Xe	3,2	3,2
^{140}Xe	2,9	3,1
^{141}Xe	1,7	2,1
^{142}Xe	0,8	0,86
^{143}Xe	0,25	0,26

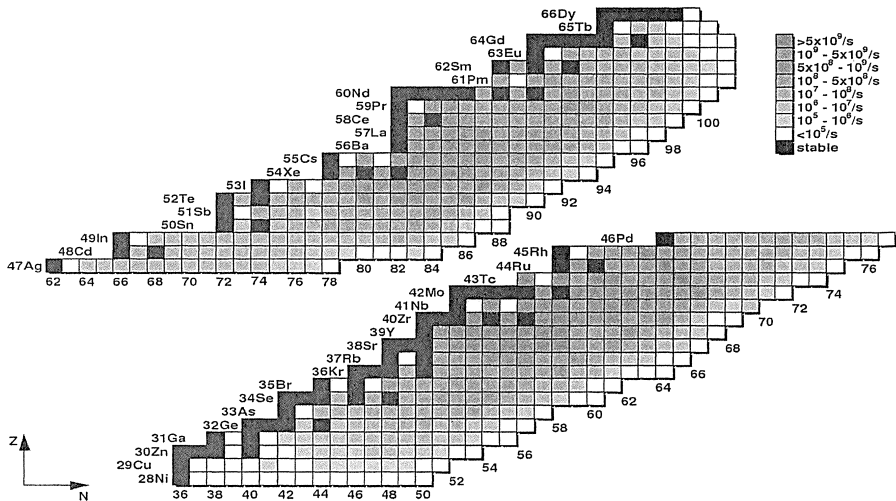


Рис. 31. Кумулятивные выходы осколков деления в основном состоянии при фотоделении ^{238}U тормозным излучением электронов с энергией $E_e=25$ МэВ и средним током $I_e = 20$ мка.

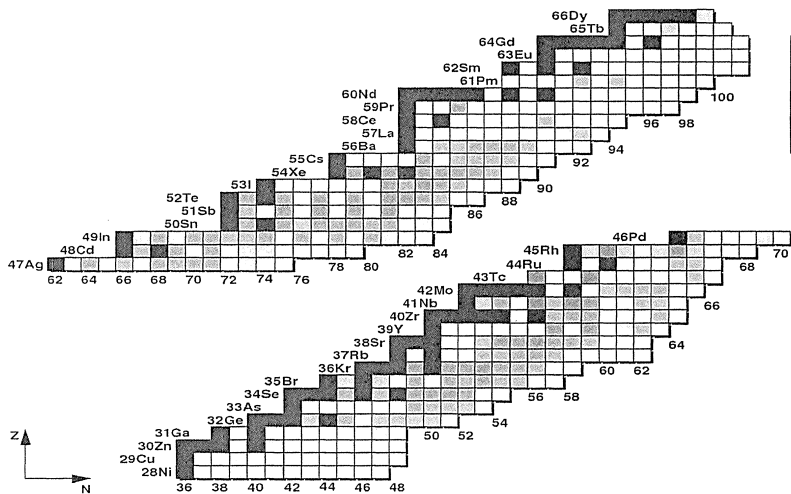


Рисунок 32. Кумулятивные выходы осколков деления в изомерном состоянии при фотоделении ^{238}U тормозным излучением электронов с энергией $E_e=25$ МэВ и средним током $I_e = 20$ мк.

При облучении мишени ^{238}U ее активность увеличивается за счет накопления осколков деления, накопления трития и трансурановых элементов и также активации конструкционных материалов мишени. Накопление радиоактивных осколков деления в объеме мишени и увеличение ее активности имеет сложный характер из-за

разнообразия свойств осколков. Был проведен анализ накопленной активности изотопов и их изомерных состояний 890 осколков деления.

Результат таких расчетов для недельного цикла облучения показали, что в долговременную активность мишени вносят основной вклад изотопы: ^{144}Ce ($T_{1/2}=284,9$ дня), ^{106}Ru ($T_{1/2}=373,6$ дней), ^{147}Pm ($T_{1/2}=2,62$ ч.), ^{125}Sb ($T_{1/2}=2,76$ ч.), ^{96}Sr ($T_{1/2}=28,8$ ч.) и ^{137}Cs ($T_{1/2}=30$ лет). Они все хорошо известны, как отходы, образующиеся в ядерных реакторах.

В мишени ^{238}U происходит кроме двойного деления со средней энергией возбуждения ~ 13 МэВ также тройное деление, когда два осколка сопровождают тритий. Рассмотрение этого вопроса важно в связи радиационной безопасностью при работе с облученной мишенью.

Вероятность такого процесса относительно двойного деления низка. Выход трития оцениваем значением $Y(^3\text{H}) \approx 10^{-4}$ на одно деление. Тогда при количестве двойных делений $N_f \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ будет происходить накопление ^3H со скоростью $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$. Можно оценить, что в однонедельном цикле облучения будет накоплено ≈ 22 кБк трития.

При облучении ^{238}U тормозными гамма-квантами, кроме реакции фотоделения, одновременно происходят на мишени и другие ядерные реакции. Самыми вероятными оказываются фотоядерные реакции $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$, $^{238}\text{U}(\gamma, 2n)^{236}\text{U}$, $^{238}\text{U}(\gamma, pn)^{236}\text{Pa}$ и $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$. Возникшие изотопы имеют короткое время полураспада (за исключением ^{236}U) и в процессе β -распада образуют α -радиоактивные изотопы ^{239}Pu , ^{236}Np и ^{236}U с длинными временами полураспада, которые с практической точки зрения можно считать бесконечно длинными. Из сечений раньше приведенных фотоядерных реакций, можно оценить суммарный выход нейтронов в виде:

$$Y(n_{\text{TOT}}) = (3,5^{(\gamma, F)} + 1,6^{(\gamma, n)} + 2 \cdot 0,7^{(\gamma, 2n)} + 0,15^{(\gamma, pn)}) \cdot 2 \cdot 10^{11} = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$$

Тогда дополнительно к фотоделению будет происходить деление нейтронами: со скоростью $Y(n, f) \approx 10^{10} \text{ c}^{-1}$, что дополнительно увеличит выходы осколков на 6÷8%. Окончательные значения активности накопленных актинидов в 7-дневном цикле облучения приведены в табл.9. Из накопленных актинидов только три последних из табл.9 вносят существенный вклад в активность мишени. Их полная активность составляет $A_{\text{ACT}} \approx 3$ кБк. При предположении, что в мишени ^{238}U имеется $10^{21} - 10^{22}$ ядер, активность накопленных актинидов сравнима с естественной активностью мишени.

Из проделанного анализа возможностей применения тормозного излучения электронов с энергией $E_e = 25$ МэВ и током $20 \mu\text{A}$ следует, что применение мишени ^{238}U в форме пористого карбида или в форме фуллерена ^{238}U с использованием существующих ускорителей позволяет достигнуть 10^{11} делений в секунду. Это обеспечит выход отдельных изотопов-осколков деления на уровне $\sim 10^9 / \text{c}^{-1}$. В качестве сравнения на рис. 33 показаны выходы ^{132}Sn , полученные с разными пучками и мишенями.

Таблица 9. Активность актинидов, накопленных в недельном цикле облучения.

Изотоп	Количество ядер	Активность [Бк]	Время полураспада
^{236}Pa	$2,36 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{10}$	9,1 мин.
^{237}U	$1,38 \cdot 10^{17}$	$1,6 \cdot 10^{11}$	6,75 суток
^{239}U	$1,62 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{10}$	23,45 мин.
^{239}Np	$1,92 \cdot 10^{16}$	$7 \cdot 10^{10}$	2,36 суток
^{236}U	$1,03 \cdot 10^{17}$	96	$2,34 \cdot 10^7$ лет
^{237}Np	$4,77 \cdot 10^{17}$	$4,9 \cdot 10^3$	$2,14 \cdot 10^6$ лет
^{239}Pu	$2,77 \cdot 10^{16}$	$2,53 \cdot 10^4$	$24,11 \cdot 10^3$ лет

Выход нейтроноизбыточных ядер зависит от энергии возбуждения делящегося ядра. В таком случае, более выгодным при получении сильно нейтроноизбыточных осколков оказывается применение низкой энергии возбуждения при делении ядер, что и следует из результатов, показанных на рис. 33.

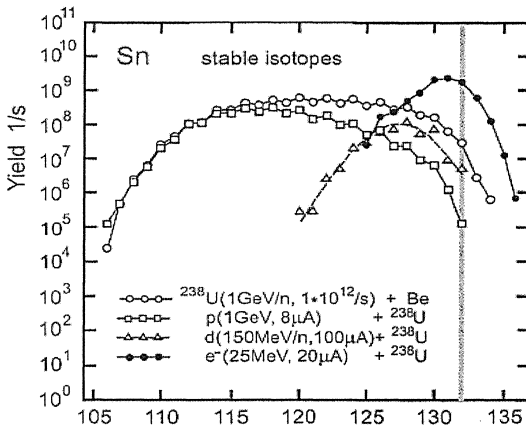


Рис. 33. Выход изотопов Sn при делении и фрагментации ^{238}U . о -фрагментация, -деление-фрагментация протонами, Δ - деление быстрыми нейтронами, \bullet - фотоделение

В табл.10 приведены данные о массе мишени из ^{238}U , необходимой для получения 5×10^9 атомов ^{137}Xe при применении пучков протонов, тепловых и быстрых нейтронов и тормозного излучения. В качестве сравнения приведены оценки по спонтанному делению ^{252}Cf . Данные характеризуют разные возможности получения пучков радиоактивных ионов.

Из сравнения различных проектов следует, что применение микротрона МТ-25 с энергией ускоренных электронов 25 МэВ и средним током 20 μA в качестве источника нейтроноизбыточных ядер реально. Эффективность применения тормозного излучения выражает также количество электронов, которые необходимы для разделения одного ядра ^{238}U .

Таблица 10. Источники деления, обеспечивающие получение изотопа ^{137}Xe с интенсивностью 5×10^9 атомов/ с^{-1} .

Пучок	Мишень \rightarrow	Интенсивность пучка	Мощность пучка
Протоны (600 МэВ)	^{238}U (100 г)	50 μA	30 кВт
Тепловые нейтроны	^{235}U (0,4 г)	$1,6 \cdot 10^9$ нсм $^{-2}\text{с}^{-1}$	
Быстрые нейтроны (дейтоны 130 МэВ)	^{238}U (332 г)	500 μA	65 кВт
Спонтанное деление	^{252}Cf (0,2 г)		
Гамма лучи (электроны 25 МэВ)	^{238}U (10 г)	20 μA	0,5 кВт

В зависимости от примененного конвертора (без, W, U) и формы ^{238}U (UC_2 , UC_x) при энергии электронов $E_e=25$ МэВ потребуется 690 – 1000 электронов, но уже при $E_e=50$ МэВ необходимо только 250 – 300 электронов на одно деление.

Параметры микротрона уже не соответствуют параметрам современных электронных ускорителей. Интенсивность пучка ограничена магнетронным ВЧ генератором мощностью 1,6 кВт. Его заменой на клистронный ВЧ генератор можно увеличить интенсивность в 10^2 - 10^3 раз. Как следует из значений интегрального сечения деления (рис. 28), увеличением энергии электронов до 50 МэВ можно увеличить выход радиоактивных ядер в 3 раза без значимого уменьшения выхода осколков с большой нейтроноизбыточностью. Также надо отметить, что микротрон МТ-25 с пучком электронов мощностью 0,5 кВт совместно с циклотронным комплексом ECR-4M+U400 позволяет получить экзотические пучки с интенсивностью $\leq 10^7 \text{с}^{-1}$ и энергией 5-18 МэВ/нуклон. Такой вариант проекта можно реализовать с относительно невысокими затратами, потому что используются существующие ускорители, обеспеченные соответствующей радиационной защитой.

Учитывая физические характеристики низкоэнергетического фотоделения, можно заключить, что его применение совместно с мишенью ^{238}U в качестве источника радиоактивных нейтроноизбыточных ядер является конкурентоспособным по отношению к большим и дорогим ускорительным комплексом, которые в настоящее время находятся на стадии строительства в передовых лабораториях мира.

Основные результаты работы:

1. Обоснован и применен в эксперименте новый метод определения независимых выходов осколков деления – выходов коррелированных пар осколков. С применением выхода коррелированных осколков введена методика определения абсолютного значения множественности нейтронов деления. Определены независимые выходы вторичных и первичных коррелированных пар по ядерному заряду и отдельных осколков без применения полуэмпирических методов.
2. Первый раз получено распределение множественности нейтронов зарядовых пар осколков деления. Для пар осколков Mo-Wa обнаружено двухмодальное поведение множественности испарившихся нейтронов. Первая мода не отличается по поведению множественности от других пар осколков Zr-Ce, Ru-Xe и Pd-Te со средней множественностью ν . Распределение множественности пары Mo-Wa отличается от других разделений повышенным выходом эмиссии нейтронов из пар осколков, образовавшихся после испарения семи и более нейтронов. Определено, что делящиеся ядра Wa, которые отвечают за высокую эмиссию нейтронов, находятся в гипердеформированном состоянии.
3. Определены впервые выходы осколков безнейтронного деления, при котором происходит холодная фрагментация – коллективное движение, при котором ядра-осколки находятся в основном состоянии. Из результатов эксперимента определен диапазон энергий возбуждения отдельных пар осколков.
4. Определена новая область холодной фрагментации в районе ядер близких магическим $Z=28$ и $N=50$. Также определены массы ядер, участвующие в холодной и деформированной фрагментации одновременно. Впервые также определено холодное симметричное деление.
5. Рассмотрены свойства дипольных и квадрупольных гамма-квантов в разрядке возбужденных состояний осколков деления. Анализированы их основные характеристики в зависимости от полной кинетической энергии и массы осколка.

Пояснена их роль в конкурентном процессе – разрядке энергии и углового момента осколков деления.

6. Проверен энергетический баланс двойного деления ^{252}Cf в зависимости от массы и кинетической энергии осколков. Получены новые сведения о распределении энергии возбуждения в зависимости от массы и полной кинетической энергии осколков.
7. При исследовании тройного деления первый раз получены сведения о интегральных характеристиках эмиссии гамма-квантов и значениях углового момента пар осколков деления. Наблюдено, что в области низких кинетических энергий (≤ 12 МэВ) ядер Не работает другой механизм разделения ядра на три части, отличающийся от действующего механизма при остальных кинетических энергиях.
8. Впервые определены средние угловые моменты пар осколков деления двойного и тройного деления ^{252}Cf с эмиссией ядер Не. Наблюдено, что в области эмиссии нейтронов $v \geq 4$ существует аномалия в значениях угловых моментов. Показано, что в этой области множественности нейтронов для пар осколков Мо-Ва делящееся ядро находится в гипердеформированном состоянии. Найдена корреляция суммарных угловых моментов и независимого выхода осколков деления, что указывает на сильную связь двух коллективных степеней свободы дипольных и поперечных вибраций делящегося ядра. Найдена зависимость увеличения углового момента осколков от деформации на предразрывной стадии или во время разрыва ядра. Из четно-нечетных флуктуаций углового момента осколков в зависимости от множественности испаренных нейтронов определена их зависимость от массы первичного осколка. Определено, что ядра Не унесут при тройном делении угловой момент величиной $0,1-0,5\hbar$. Определено, что угловой момент уменьшается с нарастающей множественностью нейтронов со скоростью $\sim 0,71\hbar/n$ и $\sim 0,34\hbar/n$ для ^{104}Mo и изотопов Ва соответственно.
9. Из проделанных экспериментов и анализа возможностей применения тормозного излучения электронов с энергией $E_e = 25$ МэВ и током $20\mu\text{A}$ следует, что применение мишени ^{238}U в форме пористого карбида или в форме фуллера ^{238}U позволяет достигнуть 10^{11} делений в секунду, что обеспечивает выход отдельных нейтроноизбыточных ядер-осколков деления на уровне $\sim 10^9/\text{с}^{-1}$. Определено, что благодаря резонансной природе фотоделения, при энергии $E_e = 25$ МэВ потребуются 700-1000 электронов, но уже при $E_e = 50$ МэВ необходимо только 250-300 электронов на одно деление. Учитывая физические характеристики можно заключить, что с пучком электронов мощностью 0,5 кВт совместно с циклотронным комплексом ECR-4M+U400 можно получить экзотические пучки нейтроноизбыточных ядер с интенсивностью $\leq 10^7 \text{ с}^{-1}$ и энергией 5-18 МэВ/нуклон. Такой источник радиоактивных нейтроноизбыточных ядер является конкурентоспособным к большим и дорогим ускорительным комплексам, которые в настоящее время находятся на стадии строительства в передовых лабораториях мира.

Список литературы

1. Hamilton J.H., Butler-Moore K., Kliman J., Polhorsky V., Morhac M. et al.: Yields of correlated fragment pairs in spontaneous fission of ^{252}Cf . Proc. of American Phys. Soc.; Fall Meeting: Nuclear Physics, Asilomar, Calif., 1993, Bull. American Phys. Soc.: Vol.38, 1993, 1806.
2. Kliman J., Polhorský V., Morhác M., et al.: Correlated Yields and Emission of Neutrons of Mo/Ba Fragments from ^{252}Cf (s.f.). Ядерная физика, т.57, 1994, 1174.

3. Ter-Akopian G.M., Hamilton J.H.,... Kliman J., et.al:
Zero Neutron Emission in Spontaneous Fission of ^{252}Cf : A Form of Cluster Radioactivity. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, Vol.20, 1994, L85.
4. Ter-Akopian G.M., Hamilton J.H.,... Kliman J., et.al:
Neutron Multiplicities and Yield of Correlated Zr-Ce and Mo-Ba Fragment Pairs in Spontaneous Fission of ^{252}Cf . Physical Review Letters, Vol.73,(1994), 1477.
5. Hamilton J.H.,... Kliman J., Morháč M., et al.:
Structure of neutron-rich nuclei and neutron multiplicities in spontaneous fission. Physics Reports, Vol. 264, Issue1-5,(1995) p.215.
6. Ter-Akopian G.M., Hamilton J.H.,... Kliman J., Morháč M., et al.:
New spontaneous fission mode for ^{252}Cf : Indication of hyperdeformed $^{144,145,146}\text{Ba}$ at scission. Physical Rev. Letters Vol.77, (1996), p.32.
7. Тер-Акопян Г.М., Гамильтон Дж.,... Климан Я., и др.
Выходы коррелированных пар осколков спонтанного деления ядер ^{252}Cf . Известия АН, Сер. физ. Т.60 (1996) 162.
8. Тер-Акопян Г.М., Оганесян Ю.Ц.,...Климан Я., и др.
Угловые моменты осколков спонтанного деления ^{252}Cf . Известия АН, Сер. физ. Т.61 (1997) 185.
9. Тер-Акопян Г.М., Оганесян Ю.Ц.,...Климан Я., и др.
Выходы пар осколков и характеристики спонтанного деления ^{252}Cf . Известия АН, Сер. физ. Т.61 (1997) 746.
10. Ter-Akopian G.M., Kliman J., Morháč M., et al.:
Experimental Methods for Studying Spontaneous and Low-Energy Nuclear Fission . Phys. of Elementary Part. and Nuclei: Particles&Nuclei, Vol 28, (1997) 543.
11. Morhac M., Kliman J., Matousek V., Veselsky M. and Turzo I.:
Integrated Multiparameter Nuclear Data Analysis Package. Nuclear Instrument & Methods, Section A 389 (1997), p.89.
12. M.Morháč, J. Kliman, V. Matoušek, I. Turzo:
Multiparameter nuclear spectroscopic data acquisition and analysis package. Applied Spectroscopy, 51/9, 1997, p.1415.
13. Morhac M., Kliman J., Matousek V., Veselsky M. and Turzo I.:
Background Elimination Methods for Gamma-Ray Multidimensional Coincidence Spectra. Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Research, A401 (1997), p.113.
14. M.Morháč, J. Kliman, V. Matoušek, M. Veselský, I. Turzo:
Efficient one and two dimensional Gold deconvolution and its application to gamma-ray spectra decomposition. Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Research, A401 (1997), p.385.
15. M.Morháč, J. Kliman, V. Matoušek, I. Turzo, M. Veselský:
Efficient algorithms of multiparameter nuclear spectra processing. Acta Physica Slovaca, Vol.49, (1999),p.59.
16. Butler-Moore K., Aryaeinejad R.,... Kliman J., Morhac M., et al.:
High spin-states in neutron-rich even-even Pd isotopes. Journ. Phys. G: Nucl. Part. Phys. Vol.25 (1999) p.2253.
17. Hamilton J.H.,... Kliman J., Ramayya A.V., et al.:
Cold spontaneous fission processes of ^{252}Cf and the structure of neutron-rich Ba and La nuclei. Acta Physica Slovaca, Vol. 49 (1999) p. 31.
18. Попеко Г.С., Тер-Акопян Г.М.,... Климан Я., и др.
Угловые моменты осколков и динамика спонтанного деления ^{252}Cf . Известия АН, Сер. Физ., т.63 (1999) 879.

19. M. Morháč, J. Kliman, V. Matoušek, M. Veselský, I. Turzo:
Advanced analysis, processing and visualization algorithms for multiparameter spectroscopic data. *Applied Spectroscopy*, Vol. 54 (4) (2000) pp.630.
20. M. Morhac, J. Kliman, V. Matoušek, M. Veselský, I. Turzo:
Identification of peaks in multidimensional coincidence gamma-ray spectra. *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Research, A* 443 (2000), pp.108.
21. Hwang J.K., Ramayya A.V.,.. Kliman J., Krupa L., et al.:
⁵He ternary fission yields of ²⁵²Cf and ²³⁵U(n,f). *Physical Review C*, Vol.61 (2000) 047601.
22. Ramayya A.V., Hamilton J.H., ..Kliman J., et al.:
Binary and Ternary Fission Studies with ²⁵²Cf. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 46 (2001) 221.
23. Hamilton J.H., Ramayya A.V., .. Kliman J., et al.:
Behavior of Nuclear Matter under Extreme Conditions in Fission. *Acta Phys. Hungarica, Heavy ion Physics*, Vol.14 (2001) 161.
24. Oganessian Yu.Ts., Dmitriev S.N., Kliman J., et al.:
RIB production with photofission of uranium. *Nuclear Physics A701* (2002) 87c.
25. Gangrski Yu.P., Dmitriev S.N., Kliman J., Szollos O., et al.,:
Independent Yields of Xe Isotopes at Photofission of ²³²Th and ²³⁸U. *Phys. Particles and Nuclei, Letters* No.6 [103] (2000) 5.
26. Morhac M., Kliman J. and Matousek V.:
Optimized multidimensional nonoscillating deconvolution. *Journ. of Computational and Applied Mathematics*, Vol.140 (2002) 639.
27. Hamilton JH, Ramayya AV, ..Kliman J, et al.,
Cold and hot binary and ternary fission yields in the spontaneous fission of ²⁵²Cf, *Phys. of Atom. Nucl.* Vol.65, (2002) 645.
28. M. Jandel, J. Kliman, L. Krupa, M.
Gamma-ray multiplicity distribution in ternary fission of ²⁵²Cf, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Vol.28 (2002) 2893.
29. M. Morháč, V. Matoušek, J. Kliman:
Efficient algorithm of multidimensional deconvolution and its application to nuclear data processing. *Digital Signal Processing*, Vol. 13, No. 1, (2003), 144.
30. Morháč M., Matoušek V., Kliman J.:
Optimized multidimensional nonoscillating deconvolution. *Journal of Computational and Applied Mathematics*. Vol. 140, 2002, pp. 639.
31. Jandel M., Morháč M., Kliman J., Krupa L., Matoušek V., Hamilton J. H.,
Ramaya A. V.: Decomposition of continuum gamma-ray spectra using synthesized response matrix. *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Research A516*, 2004, 172.
32. Morháč M., Kliman J., Jandel M. Krupa L., Matoušek V.:
Study of fitting algorithms applied to simultaneous analysis of large number of peaks in gamma-ray spectra. *Applied Spectroscopy*, Vol. 57 (2003) 753.
33. Morháč M., Matoušek V., Kliman J., Turzo I., Krupa L., Jandel M.: New achievements in Development of Multidimensional Data Acquisition, Processing and Visualization – DAQPROVIS. *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Research A*, Vol. 502 (2003) 728.
34. Rubchenia V.A,.. Kliman J., Krupa L.,et al.,
Fission Dynamics in the Proton Induced Fission of Heavy Nuclei. *Nucl.Phys. A734*(2004)253.

35. Hwang J.K., Fong D., ..Kliman J., Krupa L., et al.,
Identification of Gamma Transitions from He and Be Ternary
Fission Fragments. *Acta Phys. Hungarica NS – Heavy Ion Physics* Vol.18, (2003) 383.
36. M.Jandel, J.Kliman, L.Krupa, et al.,
Angular Momenta of Fission Fragments in the Accompanied Fission of ^{252}Cf
*Eur. Phys. J. A*24 (2005) 373.
37. M.Morháč , J.Kliman, M.Jandel, L.Krupa, V.Matousek, J.H.Hamilton,
A.V.Ramayya Efficient Fitting Algorithms Applied to Analysis of Coincidence
Gamma- Ray Spectra *Computer Physics Communication* 172 (2005) 19 .
38. Kliman J., et al.: Use of multidetector arrays for investigation of ^{252}Cf (s.f.) by
gamma-ray spectrometry. *Int. Workshop on Research with Fission Fragments,*
Benediktbeuern (Univ.Munchen) Germany, Oct. 28 -30, 1996.
39. Morháč M., Kliman J., Matoušek V.:
Package for multidetector fission data analysis.DANF' 96, *Int. Conf. On Dynamical
Aspects of Nuclear Fission, Častá- Papiernička, Aug. 30 - Sept. 4, 1996.* Ed.: J.Kliman
and B.I.Pustyl'nik, *JINR Dubna 1997, p.377.*
40. Ter-Akopian G.M., Kliman J., Morháč M., Popeko G.S., Hamilton J.H., et al.:
New results from investigation of ^{252}Cf spontaneous fission.
DANF 96, *Int. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission,*
Častá-Papiernička, Aug. 30 - Sept. 4, 1996. Ed.: J.Kliman and B.I.Pustyl'nik,
JINR Dubna 1997, p.281.
41. Hamilton J.H., Butler-Moore K., Kliman J., Polhorsky V.,Morhac M. et al.:
Insights into nuclear structure and the fission process from spontaneous
fission. *Proc. Int. School-Seminar of Heavy Ion Science, Dubna 1993,*
Heavy Ion Physics, Ed. Yu.Ts.Oganessian, Dubna 1993, Vol.1,p.276-293.
42. Hamilton J.H., Kormicki J., Kliman J., Polhorsky V., et al.:
Neutron multiplicities in spontaneous fission and nuclear structure studies.
Proc. Int. Conf. Frontier Topics in Nuclear Physics, Bucharest 1993.
Frontier Topics in Nuclear Physics, Ed.:W.Scheid, A.Sandulescu,
Plenum Press and NATO, New York 1994, p. 101.
43. Kliman J., Polhorsky V.,Morhac M., Ter-Akopian G.M., et al.:
Yields of correlated fragment pairs and neutron multiplicities in spontaneous
fission of ^{252}Cf . *Proc. Int. Workshop on Nuclear Fission and Fission Product
Spectroscopy, Seyssins 1994.* Ed.: H.Faust & G.Fioni, *ILL Grenoble 1994, p.210.*
44. Ter-Akopian G.M.,Hamilton J.H.,.. Kliman J., Polhorsky V.,Morhac M. et al.:
Yields and neutron multiplicities of correlated fragment pairs in spontaneous
fission of ^{252}Cf . *Int. Conf. on Physics from Large Gamma-Ray Detector Arrays, Aug.*
2-4,1994, Berkeley, Ed.: M.A.Delaplanque, R.M.Diamond, Lawrence Berkeley Lab.
and Univ. of California, LBL 35687, 1994, p.108
45. Hamilton J.H.,Ter-Akopian G.M.,Oganessian Y.Ts.,..Kliman J.,Morhac M.,et al.:
Structure of neutron-rich nuclei and neutron multiplicities in spontaneous
fission. *Int. Workshop "The Harmony of Physics", May 9-11,1994, D.Rittenhous Lab.,*
University of Pennsylvania, Philadelphia, USA, Ed.: D.H. Feng, A. Klein ,
M.Valliérs and V.Zelevinsky, Phys. Reports, Vol.264, (1996) 215-231.
46. Ter-Akopian G.M.,Oganessian Y.Ts.,.. Kliman J.,Morhac M.,Hamilton J.H.,et al.:
Correlated fragment pair yields in spontaneous fission of ^{252}Cf : Indication for
hyperdeformation of Ba. *Gordon's Radiochemistry Conf., New London, USA, Jun*
1995.

47. Ter-Akopian G.M., Oganessian Y. Ts.,... Kliman J., Morhac M., Hamilton J.H., et al.: Correlated fragment pair yields in spontaneous fission of ^{252}Cf , Cluster radioactivity, Nuclear spectroscopy. LEND'95, Low Energy Nuclear Dynamics, XV. EPS Nuclear Physics Divisional Conf., St. Petersburg 1995, Ed. J.R. Pick, Publ. EPS 1995, Vol.19B, p.164
48. Kliman J., Morháč M., Matoušek V., Turzo I., et al.: Multiparameter data acquisition, visualization and processing system MultiDAPS. Int. Workshop Nuclotron for Physics and Technology, Varna, Sept.19-24, 1995.
49. Hamilton J.H., Ter-Akopian G.M.,... Kliman J., Morhac M. et al.: New insights from neutron- and proton- rich nuclei far from stability. Proc. Int. Nuclear Physics Conf. INPC'95, Beijing, 21-26 August, 1995, Nuclear Physics- At the Frontiers of Knowledge, Ed.: Sun Zuxun & Jincheng, World Scientific 1995, p.511.
50. Morháč M., Matoušek V., Kliman J.: Nuclear data visualization using surface and volume rendering techniques. Summer School on Scientific and Mathematical Visualization. Ettenheim, Germany, September 22-27, 1996, 247.
51. Hamilton J.H.,... Kliman J., Morháč M., Ter-Akopian G.M., et al.: A new spontaneous fission mode for ^{252}Cf : hyperdeformation, cluster radioactivity, new levels. Proc. 15th Nuclear Physics Divis. Conference, Low Energy Nuclear Dynamics, St. Petersburg, Russia, April 18 - 22, 1995, Eds. Yu. Oganessian and W. von Oertzen, World Scientific 1996, p.187.
52. Ter-Akopian G.M., Hamilton J.H.,... Kliman J., Morháč M., Daniel A.V., et al.: Yields of correlated fission fragment pairs. Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, ENAM 95, Arles, France, June 19 -23, 1995. Ed.: M. de Saint Simon and O. Sorlin, Editions Frontiers, Gif-sur-Yvette, France, 1996, p. 383.
53. Morháč M., Kliman J., Matoušek V., Turzo I.: Integrated multiparameter data analysis package. AINHENP' 96 - New Computing Techniques in Physics Research, Lausanne, Switzerland, September 2-6, 1996. Ed.: M. Verlen and D. Perret-Gallix, North Holland 1997, p.89.
54. Ter-Akopian G.M.,... Kliman J., Morháč M., Hamilton J.H., et al.: Yields of correlated fragment pairs and characteristics of the ^{252}Cf spontaneous fission. Int. Symp. on Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei, Brolo (Univ. Messina) Italy, Oct. 15 -19, 1996. Ed.: G. Giardina, G. Fazio and M. Lattuada, World Scientific 1997, p.622-632 .
55. Popeko G.N., Ter-Akopian G.M., Kliman J., Morhac M., et al.: Neutron multiplicity and primary angular momenta at ^{252}Cf (s.f.). 46th Int. Conf. on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, June 1996, Moscow, St Petersburg Nauka, 1996.
56. Ter-Akopian G.M.,... Kliman J., Morháč M., Hamilton J.H., et al.: New type of experimental data for the spontaneous fission of ^{252}Cf . In: Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Proc. Int. Conf. DANF'96, Častá-Papiernička, Aug.30-Sept.4, 1996. Edit.: J.Kliman and B.I.Pustylnik, JINR Dubna 1977, p.281.
57. Morháč M., Kliman J., Matoušek V., Turzo I.: In: Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Proc. Int. Conf. DANF'96, Častá-Papiernička, Aug.30- Sept.4, 1996. Edit.: J.Kliman and B.I.Pustylnik JINR Dubna 1977, p.377.

58. Ter-Akopian G.M., ..Kliman J., Morháč M., Hamilton J.H., et al.:
New characteristics of the ^{252}Cf (s.f.) with large gamma ray detector arrays.
Int. Conf.on Fission and Properties of Neutron Rich Nuclei, Sanibel Island,
Florida, Nov.10-15,1997. Ed.: J.H.Hamilton and A.V.Ramayya, World
Scientific Publ. Co. Singapore, New Jersey, London, p.165.
59. Daniel A.V., Ter-Akopian G.M.,.. Kliman J., Morháč M., Hamilton J.H., et al.:
Characteristics of the primary fission fragments obtained with modern HPGe
detectors. Int. Conf.on Fission and Properties of Neutron Rich Nuclei, Sanibel Island,
Florida, Nov.10-15,1997. Ed.: J.H.Hamilton and A.V.Ramayya, World
Scientific Publ. Co. Singapore, New Jersey, London, p.624.
60. Popeko G.S., Ter-Akopian G.M.,.. Kliman J., Morháč M., Hamilton J.H., et al.:
New data on the fragment angular momenta obtained for the ^{252}Cf (s.f.) with
Gammashpere. Int. Conf.on Fission and Properties of Neutron Rich Nuclei, Sanibel
Island, Florida, Nov.10-15,1997, Ed.: J.H.Hamilton and A.V.Ramayya, World
Scientific Publ. Co. Singapore, New Jersey, London, p.645.
61. Veselsky M., Morhac M., Kliman J., Matousek V. And Turzo I.:
Study of detection limit in spectroscopy of coincident gamma rays.
AIP Conf. Proc. 447, Proc. 2nd Int. Conf. On Nuclear Fission and Fission
Product Spectroscopy, Seyssins, France, April 1998, eds. G.Fioni, H.Faust,
S.Oberstedt and F.-J.Hambsch, American Inst. of Phys., Woodbury, N.Y.,
1998, pp.151.
62. Veselsky M., Kliman J., Morhac M., Hamilton J.H., Ramayya A.V., et al:
Yields of correlated fragment pairs and neutron multiplicity in spontaneous fission of
 ^{242}Pu . AIP Conf. Proc. 447, Proc. 2nd Int. Conf. On Nuclear Fission and Fission
Product Spectroscopy, Seyssins, France, April 1998, eds. G.Fioni, H.Faust,
S.Oberstedt and F.-J.Hambsch, American Inst. Of Phys., Woodbury, N.Y., 1998, 261.
63. Kliman J., Morhac M., Hamilton J.H., Greiner W., Ter Akopian G.M., et al.:
Fragment angular momentum and descent dynamics in ^{252}Cf spontaneous fission.
CP 455, ENAM 98, Exotic Nuclei and Atomic Masses, eds. B.M.Sherill ,
D.J.Morrissey and C.N.Davids, pp.708.
64. J.H. Hamilton, W. Greiner, G. Ter-Akopian,.. J.Kliman,et al.,:
Cold spontaneous fission processes of ^{252}Cf and the structure of neutron-rich Ba and
La nuclei. In: Proc. 4th Int. Conf. Dynamical Aspects of Nuclear Fission - DANF'98,
Oct. 19-23, 1998, Častá-Papiernička, Slovakia. Eds. Yu.Ts. Oganessian, J. Kliman and
Š. Gmuca, World Scientific, Singapore, 1999, pp.122.
65. M.Morháč, J. Kliman, V. Matoušek, I. Turzo, M. Veselský:
Efficient algorithms of multiparameter γ -ray spectra processing.
In: Proc. 4th Int. Conf. Dynamical Aspects of Nuclear Fission - DANF'98, Oct.
19-23, 1998, Častá-Papiernička, Slovakia. Eds. Yu.Ts. Oganessian, J. Kliman
and Š. Gmuca, World Scientific, Singapore, 1999, pp. 439.
66. Morháč M.,Kliman J., Matoušek V., Turzo I.:
Software for analysis, processing and visualization of multiparameter nuclear
data. AIHENP99 - New Computing Techniques in Physics Research, Heraklion
Crete, Greece, April 12-16, 1999.
67. G.S.Popeko, G.M.Ter-Akopian,.. J.Kliman, M.Morháč, et al.:
Fragment angular momentum and descent dynamics in ^{252}Cf spontaneous
fission. Int.Conf. on Physics of Atomic Nuclei, Moscow June 1998, St.Peterburg 1999.

68. M.Ter-Akopian, J.H. Hamilton, ..J. Kliman, et al.:
Fragment angular momenta and descent dynamics in ^{252}Cf spontaneous fission.
2nd Int. Conf. on Nuclear Fission and Neutron-rich Nuclei, St. Andrews,
Scotland, June 28 – July 2, 1999, World Scientific 2000, 98-106.
69. A.V. Ramayya, J.K. Hwang, J.H. Hamilton,.. J. Kliman, et al.:
Cold fission studies with large detector arrays. 2nd Int. Conf. on Nuclear Fission and
Neutron-rich Nuclei, St. Andrews, Scotland, June 28 – July 2, 1999, World Scientific
2000,246.
70. Yu.Ts. Oganessian, J. Kliman, Š. Gmuca (eds.), Proc. 4th Int. Conf. Dynamical
Aspects of Nuclear Fission, Častá-Papiernička, Oct. 19-24, 1998, World
Scientific Publ. Co., Singapore, 1999, 460pp.
71. Oganessian Yu.Ts.,Dmitriev S.N., Kliman J., et al.:
RIB production with photofission of Uranium. 5th Int. Conf. On Radioactive Nuclear
Beams, April 2-8. 2000, Divonne, France.
- 72 Morháč, J. Kliman, V. Matoušek, I. Turzo, M. Veselský:
Software for analysis, processing and visualization of multiparameter data.
New Computing Techniques in Physics Research VI. Eds.:G.Athanasu and
D.Perret-Gallix, Proc. 6th Int. Workshop of Software Engineering, Artificial
Intelligence and Expert Systems, p.312.
- 73 Hwang J.K., Beyer C.G.,..Kliman.J., Krupa L., Hamilton J.H., et al.:
Fission studies with large detector arrays.
Proc. Int. Conf. on “Fission Dynamics of Atomic Clusters and Nuclei”
15-19 May 2000, Luso, Portugal. Ed.: J. da Providencia, D.M.Brink
F.Karpechine and F.B.Malik, World Scientific 2001, p.21.
- 74 Morháč M., Kliman J., Matoušek V., Turzo I., Krupa L., Jandel M.:
Advanced analysis of multidimensional experimental nuclear data.
Fifth Int. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Častá
Papiernička, October 23-27, 2001. Slovakia, Ed.: J.Kliman, M.G.Itkis and
S.Gmuca, World Scientific 2002, p.534.
- 75 Jandel M., Kliman J., Krupa L., Morháč M., et al.
Gamma-ray emission in He, Be, and C accompanied fission of ^{252}Cf .
Fifth International Conference on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Častá-
Papiernička, October 23-27, 2001. Slovakia, Ed.: J.Kliman, M.G.Itkis and
S.Gmuca, World Scientific 2002, p.350.
- 76 Szollos O., Kliman J., Krupa L., Jandel M.:
DRIBs II: A source of radioactive nuclei. 5th Int. Conf. on Dynamical Aspects of
Nuclear Fission, Častá-Papiernička, October 23-27, 2001. Slovakia, Ed.: J.Kliman,
M.G.Itkis and S.Gmuca, World Scientific 2002, p.509.
- 77 Hamilton J.H.,.. Kliman J., Krupa L., Jandel M., et al:
He and Be ternary spontaneous fission of ^{252}Cf . 5th Int. Conf. on Dynamical Aspects
of Nuclear Fission, Častá-Papiernička, October 23-27, 2001. Slovakia, Ed.: J.Kliman,
M.G.Itkis and S.Gmuca, World Scientific 2002, p.341-349.
- 78 Daniel A.V.,.. Kliman J., Krupa L., Jandel M., et al.:
Ternary fission of ^{252}Cf . Identification of ^{10}Be clusters and estimation of
corresponding fission fragment yields. 3rd Intern. Conf. on „Fission and Properties of
Neutron-Rich Nuclei“.Nov. 2002, Sanibel Island, Florida. World Scientific 2003, 581.
- 79.Fong D., Jandel M., Hamilton J.H., Kliman J., Krupa L., et al.: Hot bimodal ternary
fission of ^{252}Cf . 3rd Intern. Conf. on „Fission and Properties of
Neutron-Rich Nuclei“. Nov. 2002, Sanibel Island, Florida. World Scientific 200, 454.

- 80 Jandel, J.Kliman, L.Krupa, M.Morhac,J.H.Hamilton, et al.:
Yields of fragment pairs in ternary fission of ^{252}Cf .
3rd Int. Conf. on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, Nov. 2002,
Sanibel Island, Florida. 3rd Int. Conf. on Fission and Properties of Neutron-Rich
Nuclei, Nov. 2002, Sanibel Island, Florida. World Scientific 2003, 448.
- 81 J.Kliman, L.Krupa, M.Morhac,M.Jandel,J.H.Hamilton, et al.:
Gamma-ray emission from fission of heavy nuclei.
3rd Int. Conf. on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, Nov. 2002,
Sanibel Island, Florida. World Scientific 2003, 207.
- 82 Szollos A., Kliman J.: The use of photofission of ^{238}U for a neutron-rich radioactive
ion beams generation. 3rd Int. Conf. on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei,
Nov. 2002, Sanibel Island, Florida. World Scientific 2003, 650.
- 83 Ter Akopian G.M., Jandel M., Kliman J., Krupa L., et al:
Spontaneous fission of ^{252}Cf in the light of prompt gamma rays. 3rd International
Conference on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, Sanibel Island, Florida,
USA 3-9 November 2002. World Scientific (2003), 535.
- 84 Kliman J., Krupa L., Jandel M., Itkis M.G., Dorvaux O., Materna T., et al:
Neutron and prompt gamma-ray emission in the proton induced fission of ^{239}Np
and ^{243}Am and spontaneous fission of ^{252}Cf . in Proc. EXON 2004, Int. Symp. on Exotic
Nuclei, Peterhof, Lake Ladoga, Russia, July 5-12, 2004. Ed.: Penionzhkevich Yu.E.,
Cherepanov E.A., World Scientific 2005, p.343
- 85 Oganessian Yu.Ts.,Dmitriev S.N., Kliman J., et al.:
RIB production with photofission of uranium. JINR Communication, E7-2000-83,
Dubna 2000, 10p.

Получено 18 декабря 2008 г.

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 19.12.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 3,25. Уч.-изд. л. 5,13. Тираж 100 экз. Заказ № 56447.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/