

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова

На правах рукописи
УДК 539.172.17+539.173.7

Тищенко Владимир Геннадьевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОТЕЛЬНЫХ РАСПАДОВ
ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:
доктор физико-математических наук,
профессор Ю.Э. Пенионжкевич,
доктор физико-математических наук,
В.В. Пашкевич

Дубна 2002 г.

Оглавление

Введение	5
1 Теоретические и экспериментальные исследования тройного деления	12
1.1 мотивация исследований	12
1.2 спонтанное и низкоэнергетическое деление	14
1.3 промежуточные энергии возбуждения	18
1.4 деление быстрыми частицами	21
1.5 деление тяжелыми ионами	23
1.6 реакции с участием тяжелых ионов промежуточных энергий.	26
1.7 теоретические исследования тройного деления	26
1.8 некоторые выводы	28
1.9 деление с вылетом легких заряженных частиц	29
2 4π спектрометр заряженных фрагментов ФОБОС	33
2.1 общее устройство	34
2.2 детекторный модуль	34
2.3 позиционно-чувствительный лавинный счетчик	34
2.4 брэгговская ионизационная камера	37
2.5 детектор передних углов ARGUS	39
2.6 монитор пучка	40
3 Обработка многопараметрических данных, полученных с помощью спектрометра ФОБОС в экспериментах $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ})+^{197}\text{Au}$, $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ})+^{232}\text{Th}$ и $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ})+^{248}\text{Cm}$	42
3.1 детали экспериментов	42
3.2 калибровка детекторов	43

	временная корректировка	44
	координатная калибровка	47
	идентификация заряда частицы	48
	координатная коррекция высоты брэгговского пика	51
	энергетическая калибровка	53
	временная калибровка	55
3.3	восстановление массы фрагментов	56
3.4	отбор событий	59
	объект исследования	59
	отбор полных событий	60
	режекция событий спонтанного деления	62
3.5	анализ физической информации	65
	скорость отдачи составной системы	67
	переданный импульс	71
	масса составной системы	72
	энергия возбуждения составной системы	74
	температура составной системы	75
	корреляции полная кинетическая энергия – масса	75
3.6	периферийные столкновения	84
	идентификация фрагментов по заряду	84
	распределение фрагментов по заряду	86
	множественность фрагментов	86
	совпадения со снарядоподобными фрагментами с $Z_{PLF} = 18$	87
	корреляция суммарная масса – переданный импульс	87
	корреляция суммарная масса – заряд	90
3.7	некоторые выводы	95
4	Исследование характеристик тройных распадов ядерных систем, образующихся в реакциях $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ}) + ^{197}\text{Au}$, $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ}) + ^{232}\text{Th}$ и $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ}) + ^{248}\text{Cm}$	97
4.1	отбор событий	97
4.2	характеристики тройных распадов	98
	массовое распределение продуктов	98
	далитц-диаграммы	99
	корреляция между массой и скоростью фрагмента	101
	угловые распределения фрагментов	102

	относительные скорости и углы разлета фрагментов	105
	функция возбуждения тройных распадов	108
4.3	характеристики составной системы	110
	масса составной системы	110
	угловой момент составной системы	111
4.4	кинематический анализ продуктов тройного распада	113
	метод анализа	114
	траекторные расчеты	115
	экспериментальный фильтр	120
	диаграммы скоростей	120
	метод интерферометрии интенсивностей	122
	корреляция между направлением вылета и скоростью легкого фрагмента	124
	изотопические сечения образования легкого фрагмента	133
	изотопный состав фрагментов	134
	полная кинетическая энергия фрагментов	136
4.5	выводы	138
5	Исследование тройного и четверного спонтанного деления ядра ^{252}Cf с помощью 4π установки NESSI	140
5.1	Устройство установки NESSI	141
	устройство детектора BNB	141
	устройство детектора BSiB	143
	детали эксперимента	144
5.2	идентификация продуктов распада	146
5.3	тройное деление	148
	деление с вылетом α -частицы	149
	деление с вылетом тритона	157
	деление с вылетом протона	160
	упругое рассеяние фрагментов деления	164
	деление с вылетом частиц промежуточной массы	165
	истинно тройное деление?	169
	некоторые выводы	170
5.4	четверное деление	171
	α - α совпадения	171
	α -t совпадения	175

α -р совпадения	177
вероятности распадов	178

Заключение **179**

А Приложение **181**

A.1 Геометрия спектрометра ФОБОС	181
A.2 Калибровочные коэффициенты	183
A.3 Детектор передних углов ARGUS	184
A.4 Кинематические соотношения	185

Введение

Деление атомного ядра как процесс крупномасштабной перестройки ядерной материи по-прежнему привлекает к себе большое внимание исследователей многих лабораторий мира, несмотря на вот уже более, чем полувековую историю исследования этого уникального явления. За многие годы человечеством накоплен богатый теоретический и экспериментальный материал о различных аспектах этого явления, однако процесс деления настолько сложен и многообразен, что на сегодняшний день пока не существует ясной и целостной картины этого явления. Неоспоримую помощь в создании теории ядра, которая с единых позиций описывала бы весь спектр наблюдаемых явлений, оказывает углубление экспериментальных сведений о характеристиках процесса деления. Одним из потенциальных источников новой информации является такое редкое, а потому и недостаточно хорошо изученное явление, как тройное деление. Идея о возможности распада ядра на три массивные фрагмента приблизительно одинаковой массы возникла вскоре после того, как в 1938 г. немецкие физики *Hahn* и *Strassmann* открыли явление деления ядра [1]. К сожалению, попытки обнаружить истинно тройное деление в спонтанном и низкоэнергетическом делении актинидов пока не увенчались успехом. Вполне возможно, что причина неудач кроится в не вполне корректной постановке опытов. Так, например, на заре исследований тройное деление пытались обнаружить с помощью детекторов, расположенных под углами 120° по отношению друг к другу [2, 3]. Ожидалось, что фрагменты тройного деления должны разлетаться под углами 120° , тогда как теоретические расчеты, выполненные в жидкокапельном приближении, показали [4, 5], что наиболее благоприятной предразрывной конфигурацией делящегося ядра с точки зрения барьера деления, является вытянутая форма (коллинеарная конфигурация). Вполне может оказаться, что в результате распада такой конфигурации центральный фрагмент будет обладать низкой кинетической энергией. Для регистрации такого фрагмента необходимо, чтобы детектирующая си-

стема обладала низкими порогами регистрации, что, к сожалению, не было обеспечено и в выполненном недавно эксперименте [6], приведшего также к отрицательному результату.

Неудачи в поиске тройного деления актинидов заставили экспериментаторов перенести свои исследования в область более высоких энергий возбуждения. Рождение трех массивных фрагментов было обнаружено в 1963 г. в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (Дубна) при бомбардировке урановой мишени ионами ^{40}Ar с энергиями 310 МэВ [7]. Было установлено, что сечение образования трех массивных фрагментов быстро увеличивается как с ростом массы, так и с ростом энергии возбуждения делящегося ядра. Таким образом, наиболее подходящими объектами при изучении характеристик тройного деления являются высоковозбужденные тяжелые ядра. Есть и еще одна причина, по которой возбужденные ядра представляют первоочередной интерес для изучения. Дело в том, что при достаточно сильном возбуждении ($E^* \gtrsim 50$ МэВ) оболочечные эффекты не играют существенной роли и ядро теряет свою структурную индивидуальность. Свойства процесса деления становятся в этом случае наиболее простыми – теоретическое описание показывает [8], что делящееся ядро в этом случае можно рассматривать как каплю заряженной несжимаемой ядерной жидкости. Такое упрощение, связанное с устранением влияния оболочечных эффектов, существенно облегчает понимание свойств жидкокапельной компоненты ядерных сил, играющей основное значение в процессе деления. О том, что роль жидкокапельной компоненты оказывается доминирующей и в спонтанном и низкоэнергетическом делении говорит тот факт, что оболочечные эффекты учитываются в этом случае всего лишь как поправки к основному члену – потенциальной энергии, вычисленной в жидкокапельном приближении [9]. Наиболее эффективный способ получения высоковозбужденных тяжелых ядер – это ядерные реакции, индуцированные тяжелыми ионами. Для синтеза ядер с максимальными массой и энергией возбуждения, казалось бы, следует сталкивать наиболее тяжелые ядра с максимально доступными кинетическими энергиями. Однако, существует ряд ограничений на выбор параметров реакции, связанных со следующими обстоятельствами:

1. При очень высоких температурах ($T \sim 5$ МэВ) возможен новый канал распада возбужденного ядра – мультифрагментация. Поэтому ограничением на энергию возбуждения делящегося ядра является именно этот

предел.

2. В ядерных реакциях, индуцированных тяжелыми ионами, могут протекать процессы, которые ошибочно могут быть приняты за тройное деление. Например, реакции глубоконеупругого взаимодействия бомбардирующего иона с ядром-мишенью с последующим делением мишенеподобного ядра. Для исключения вклада от таких реакций необходимо использовать сильноасимметричные комбинации снаряд-мишень.

Для подавления вклада от реакций глубоконеупругого взаимодействия нами использовались такие комбинации снаряд-мишень, как $^{14}\text{N}+^{197}\text{Au}$, ^{232}Th . Для продвижения в область еще больших масс и энергий возбуждения была исследована реакция $^{40}\text{Ar}+^{248}\text{Cm}$. Энергия ионов ^{14}N и ^{40}Ar бралась равной 53 и 36 МэВ/нуклон, соответственно. Максимальная температура составного ядра в этом случае не превышала 4 МэВ, что несколько ниже порога мультифрагментации. Тем не менее, гипотеза о том, что наблюдаемые фрагменты тройного распада могут являться продуктами мультифрагментации в ходе анализа проверялась.

Экспериментальные результаты в цитированной выше работе [7] объяснялись механизмом каскадного деления возбужденного ядра, при котором асимметричное деление сопровождается повторным делением тяжелого осколка. Авторы этой работы справедливо заметили, что имея дело с двумя механизмами деления на три осколка (истинно тройное и каскадное деление) необходимо найти характеристики явления, которые были бы максимально чувствительны к тому или иному механизму. Наиболее пригодными для этой цели были бы измерения пространственной корреляции фрагментов, что на существовавшей в то время экспериментальной технике оказалось невозможным. В связи с созданием мощной детектирующей системы – 4π спектрометра заряженных фрагментов ФОБОС [10], установленного на пучке тяжелых ионов ускорителя У400М Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова, появилась возможность изучения редких распадов на качественно новом уровне, включая и измерение пространственной корреляции фрагментов распада. Уточнение механизма тройного распада горячих ядер и явилось одной из целей настоящей диссертационной работы.

Очень часто под тройным делением понимают и такой распад, когда наряду с осколками деления образуется легкая заряженная частица. Такой вид ядерного превращения был обнаружен Альварецом в 1944 г. и позднее под-

твержден в публикации [11]. Измерение угловых и энергетических распределений легких частиц в тройном делении позволило сделать заключение о том, что эти частицы испускаются непосредственно из области шейки, соединяющей уже сформировавшиеся осколки. Это вселило надежду на то, что такие частицы, будучи зрителями процесса деления, позволят получить информацию о предразрывной конфигурации делящегося ядра и о динамике самого процесса деления. Большие усилия были предприняты для изучения характеристик тройного деления с этой целью. Были тщательно измерены угловые и энергетические распределения легких частиц, массовые и энергетические распределения осколков деления, в том числе в совпадении с нейтронами и гамма-квантами, а также изучены различные корреляции наблюдаемых переменных. Несмотря на предпринятые усилия, пока так и не удалось получить однозначный ответ на вопрос о выборе начальных параметров системы трех тел в момент деления ядра. Практически неиспользованным резервом дополнительной информации являются распады более высокой кратности, например, четверное деление. Этот вид распада является еще более редким, чем тройное деление, поэтому экспериментальное изучение его характеристик сопряжено с большими методическими трудностями. Так, если вероятность тройного деления по отношению к бинарному для разных ядер составляет величину порядка $(2 \div 5) \times 10^{-3}$ [12], то выход четверного деления, например, ядра ^{252}Cf составляет лишь $\sim 2 \times 10^{-6}$ на одно бинарное деление [13]. Таким образом, одним из основных требований к детектирующей системе при изучении столь редких распадов является высокая геометрическая эффективность регистрации, близкая к 4π ср. Одна из немаловажных проблем при конструировании детекторных установок с 4π -геометрией связана с организацией стартового сигнала для измерения времен пролета регистрируемых фрагментов. Необходимость введения стартового детектора в конструкцию установки приводит к существенному уменьшению эффективного телесного угла, в котором происходит регистрация фрагментов. Существуют, по крайней мере, два пути решения этой проблемы. Это, во-первых, создание широкоапертурных стартовых детекторов с 4π -геометрией, а, во-вторых, организация опытов без использования стартового детектора. Что касается первого пути, то экспериментальная техника пока, к сожалению, несильно продвинулась в этом направлении. К числу негативных последствий использования стартового детектора следует также отнести увеличение порога регистрации

фрагментов деления, что резко снижает эффективность опытов, направленных на поиск истинно тройного деления, поскольку, как отмечалось выше, центральный фрагмент при распаде коллинеарной конфигурации может обладать малой кинетической энергией и не быть зарегистрированным. Проблема со стартовым сигналом в пучковых экспериментах была решена нами путем использования в качестве стартового сигнала сигнала от высокой частоты циклотрона. “Гуляние” временной привязки, к сожалению, в этом случае существенно ухудшает временное разрешение, что, в конечном итоге, напрямую отражается на массовом разрешении при регистрации фрагментов. В настоящей работе будет предложен эффективный метод коррекции “гуляния” временной привязки. Что же касается экспериментов со спонтанно делящимися ядрами, то необходим принципиально новый подход к решению этой проблемы. Одной из целей настоящей работы была отработка методики идентификации заряженных частиц тройного и четверного деления и восстановления массы фрагментов деления в спонтанном делении актинидов в постановке эксперимента без использования стартового детектора.

Подводя итог сказанному, сформулируем основные цели работы.

Целью настоящей диссертационной работы является

1. Получение экспериментальной информации о характеристиках тройных распадов ядерных систем, образующихся в реакциях $^{14}\text{N}(53\text{AM}\text{ЭВ})+^{197}\text{Au}$, $^{14}\text{N}(53\text{AM}\text{ЭВ})+^{232}\text{Th}$ и $^{40}\text{Ar}(36\text{AM}\text{ЭВ})+^{248}\text{Cm}$ с использованием 4π спектрометра ФОБОС.
2. Проведение анализа полученных в эксперименте многопараметрических данных с целью получения информации о характеристиках ядерных реакций при промежуточных энергиях (36, 53 МэВ/нуклон).
3. Экспериментальное исследование характеристик тройного и четверного спонтанного деления ядра ^{252}Cf с использованием 4π установки NESSI.
4. Развитие методики идентификации заряженных частиц на основании измерения энергий и относительных времен пролета продуктов деления.
5. Анализ полученных данных по спонтанному делению, направленный на получение информации о механизме образования фрагментов в процессе четверного деления.

На защиту выносятся следующие основные результаты:

1. Методика “внутренней” энергетической и временной калибровки газонаполненных детекторов спектрометра ФОБОС, позволяющая определять калибровочные коэффициенты непосредственно по массиву анализируемых экспериментальных данных без специальных калибровочных измерений.
2. Метод идентификации легких частиц тройного и четверного деления, основанный на измеряемых кинетических энергиях и относительных временах пролета продуктов деления.
3. Экспериментальные свидетельства того, что механизмом образования трех сравнимых по массе тяжелых фрагментов в выходных каналах реакций $^{14}\text{N}(53\text{АМЭВ})+^{197}\text{Au}$, $^{14}\text{N}(53\text{АМЭВ})+^{232}\text{Th}$ и $^{40}\text{Ar}(36\text{АМЭВ})+^{248}\text{Cm}$ является распад сильнодеформированной составной системы из коллинеарной конфигурации.
4. Экспериментальные значения выходов четверного деления ядра ^{252}Cf .
5. Экспериментальные данные о характеристиках тройного деления ядра ^{252}Cf в области низких кинетических энергий легкой частицы ($E/A \lesssim 3 \text{ МэВ/нуклон}$).
6. Экспериментальные свидетельства того, что α -частицы в четверном делении ядра ^{252}Cf образуются как в результате распада ядра ^8Be на две α -частицы, так и в результате независимого испускания α -частиц.

Структура диссертации. Диссертация состоит из пяти глав, введения, заключения и приложения.

В первой главе дан литературный обзор теоретических и экспериментальных достижений в области изучения многочастичных распадов ядер. Проанализированы достоинства и недостатки различных экспериментальных методов в подходе к решению изучаемой проблемы.

Во второй главе дано описание 4π -спектрометра заряженных частиц ФОБОС, при помощи которого была получена основная часть анализируемых в дальнейшем экспериментальных данных. Основное внимание уделено описанию устройства и характеристик газонаполненной оболочки спектрометра ФОБОС, поскольку в настоящей работе анализировались результаты, полученные именно с ее помощью.

В третьей главе дано описание методов калибровки детекторов и восстановления физических характеристик продуктов ядерной реакции по измеряемым параметрам на примере реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{АМЭВ})+^{248}\text{См}$. Своего рода “платой” за высокую энергию возбуждения составной системы в реакциях, индуцированных тяжелыми ионами промежуточных энергий (т.е. в диапазоне $10 \div 100\text{А МЭВ}$) является существенно меньшая точность в определении основных параметров распадающегося ядра (например, таких как масса, энергия возбуждения, угловой момент) по сравнению с реакциями в области более низких энергий. Поэтому прежде чем переходить к анализу тройных распадов были проанализированы бинарные распады, на основании которых были получены представления о механизме реакции и о характеристиках составной системы.

Четвертая глава посвящена анализу характеристик тройных распадов, наблюдаемых в реакциях $^{40}\text{Ar}(36\text{АМЭВ})+^{248}\text{См}$, $^{14}\text{N}(53\text{АМЭВ})+^{197}\text{Au}$ и $^{14}\text{N}(53\text{АМЭВ})+^{232}\text{Th}$. В рамках модели каскадного деления предпринята попытка оценить время между актами распада на основании анализа кинематических корреляций между фрагментами. Более детальные сведения о механизме тройного распада получены из анализа полной кинетической энергии фрагментов.

Пятая глава посвящена изучению характеристик тройного и четверного деления ядра ^{252}Cf . Описан метод идентификации заряженных частиц, основанный на измерении кинетических энергий и относительных времен пролета продуктов распада. Характеристики тройного деления сравнены с данными, известными из литературы. Предпринята попытка установить механизм образования легких заряженных частиц в четверном делении.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

В приложении приведены некоторые геометрические характеристики спектрометра ФОБОС, использованные при анализе экспериментальных данных. Дан список калибровочных коэффициентов для эксперимента $^{40}\text{Ar}(36\text{АМЭВ})+^{248}\text{См}$.

Глава 1

Теоретические и экспериментальные исследования тройного деления

1.1 мотивация исследований

Идея о возможности деления атомного ядра на три фрагмента возникла вскоре после того, как в 1939 г. было открыто явление деления. Так, уже в 1941 г. *Present* показал [14], что распад тяжелого ядра на три фрагмента с приблизительно одинаковыми массами энергетически не только не запрещен, но даже более выгоден, чем бинарное деление. Согласно сделанным оценкам, при тройном распаде должно выделяться энергии на 20 МэВ больше, чем в бинарном делении. В 1958 г. *Swiatecki* [15] в рамках жидкокапельной модели подробно проанализировал вопрос о величине высвобождаемой энергии при распаде ядра на n фрагментов. На основании полученных им результатов расчетов, которые приведены на рис. 1.1, можно сделать следующие выводы:

1. Распад на три тяжелых фрагмента является энергетически более выгодным, чем бинарное деление, всех ядер с параметрами делимости $30.5 < Z^2/A < 43.3$. Таким ядрам соответствуют ядра от Bi до Fm .
2. Для ядер с $Z^2/A > 43.3$ деление на четыре фрагмента является энергетически более выгодным, чем деление на три фрагмента.
3. Для задач экспериментального обнаружения тройного деления необходимо, следовательно, выбирать ядра с максимально доступным значением параметра делимости.

Эти обнадеживающие результаты инициировали интенсивные поиски тройного деления в спонтанном и низкоэнергетическом делении актинидов, кото-

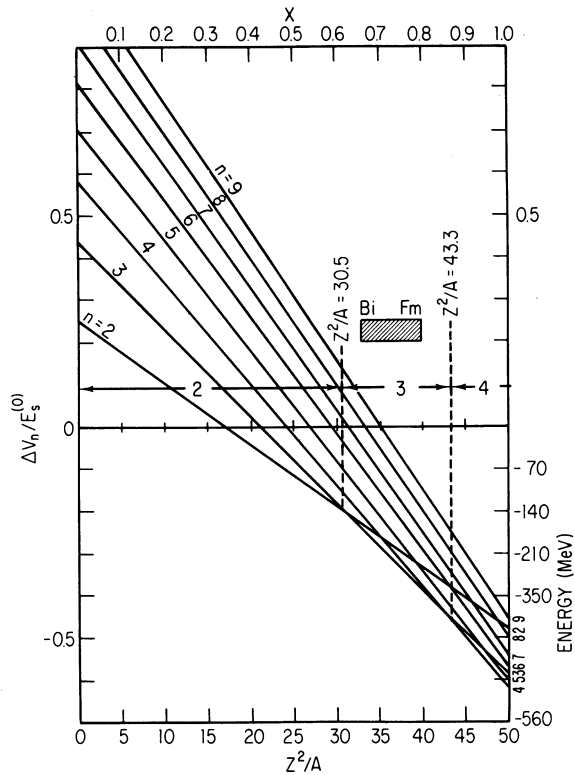


Рис. 1.1: Энергия, выделяющаяся при разделении идеализированной жидкой капли на n равных частей, как функция параметра делимости Z^2/A . Рисунок из работы [15].

рые, к сожалению, до сих пор так и не увенчались успехом. Опишем кратко проводившиеся в этом направлении исследования. На заре исследований экспериментальное обнаружение тройного деления было возможно по крайней мере в рамках трех методик: а) метода совпадений, б) радиохимического анализа продуктов распада и в) при помощи твердотельных трековых детекторов. Тройное деление пытались обнаружить с помощью каждого из этих методов.

терминология

Под тройным делением обычно понимают распад ядра на три фрагмента. Иногда тройным делением называют и такой распад, когда наряду с тяжелыми осколками деления образуется легкая заряженная частица (чаще всего альфа-частица)¹. Очень часто под тройным делением понимают образование трех фрагментов в выходном канале реакции вне зависимости от механиз-

¹Такое явление еще называют “деление с вылетом легкой заряженной частицы”, или “light charged particle accompanied fission” в зарубежной литературе. Такое название, на наш взгляд, является наиболее удачным

ма распада. Таким образом, термин “тройное деление” может применяться к существенно различным явлениям, может быть даже не относящихся к делению, что вносит определенную путаницу. Для того, чтобы подчеркнуть, что речь действительно идет о делении ядра на три фрагмента приблизительно равной массы, часто используют термин *истинное тройное деление* (ИТД). В тех случаях, когда механизм процесса не установлен, либо несущественен, будем использовать термин *тройной распад*. К сожалению, в литературе нет четкого определения термина “деление”. Однако, интуитивно понятно о каком явлении идет речь исходя из современных представлений о процессе деления. Так, например, под *делением* принято понимать достаточно медленный (по сравнению с ядерным временем) процесс [16]. Изучение ядерных реакций с участием тяжелых ионов привело к обнаружению новых механизмов распадов ядер, которые хотя и очень напоминают деление, но тем не менее, по ряду признаков могут быть выделены в отдельный класс явлений: это и *квазиделение* – распад, без образования составного ядра, и *быстрое деление* – распад сильно деформированной (гантелеобразной) ядерной системы, сформировавшейся с угловыми моментами, выше тех, при которых у соответствующего составного ядра исчезает барьер деления, и многое другое. Слово “деление” не случайно является составной частью приведенных терминов, подчеркивая тем самым близость явлений. В ряде случаев отделить один процесс от другого в эксперименте оказывается просто невозможно. Три массивные фрагмента в выходном каскаде реакции могут образоваться в том числе и в результате двух независимых последовательных актов бинарного деления. Такой процесс будем называть *каскадное деление*, и его также следует отличать от ИТД. Именно такой терминологии мы и будем придерживаться в рамках настоящей работы.

1.2 спонтанное и низкоэнергетическое деление

Первые возможные указания на существование тройного деления были получены в 1947 г. при помощи фотоэмульсий при облучении ^{235}U тепловыми нейтронами в работе [17]. В 1950 г. *Rosen* и *Hudson* (Лос-Аламос) предприняли попытку обнаружения тройного деления при облучении ядер ^{235}U тепловыми нейтронами с помощью трехсекционной ионизационной камеры, изображенной на рис. 1.2 [18]. Все три секции камеры были включены в схему совпаде-

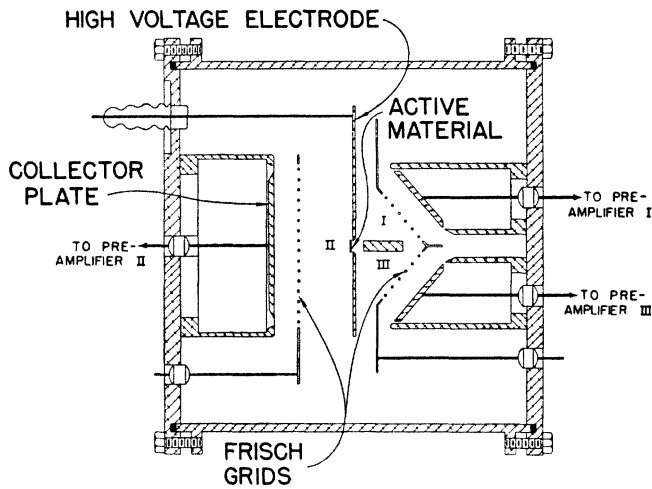


Рис. 1.2: Трехсекционная ионизационная камера, использованная в работе [18] для поиска тройного деления ^{235}U тепловыми нейтронами. Рисунок из работы [18].

ния, которая срабатывала в том случае, когда энергия, измеряемая каждой секцией, превышала 40 МэВ. Разрешающее время схемы совпадений, определяемое в данном случае временем собирания заряда в ионизационной камере, составляло порядка 1 мкс, вследствие чего основным источником фоновых событий были случайные совпадения осколков бинарного деления. Метод подавления таких событий был основан на анализе энерговыделения в камере. Оценка вероятности тройных совпадений, обусловленных ИТД, выполнялась на основе анализа скоростей счета тройных совпадений и скоростей счета в отдельных секциях камеры. Полученное значение выхода тройного деления составило 6.7 ± 3.0 на 10^6 событий бинарного деления.

Muga с соавторами (штат Флорида, США) в 1963-1969 гг. провели серию экспериментов по обнаружению тройного деления в спонтанном делении ядра ^{252}Cf и делении ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , индуцированном тепловыми нейтронами [2, 3, 19, 20]. Для регистрации фрагментов деления использовались три полупроводниковых детектора размером 5мм×5мм каждый, расположенные под углами 120° по отношению к друг другу на расстоянии $1.0 \div 2.0$ см от источника. Ожидалось, что фрагменты тройного деления должны разлетаться под углами 120° . Детекторы были включены в схему совпадения и регистрировались лишь тройные совпадения во временном интервале 20 нс. Такие события были зарегистрированы и их выход по отношению к бинарному делению составил

$$\frac{\sigma_T}{\sigma_B} \sim 10^{-6}.$$

Массы фрагментов определялись по измеренным значениям их кинетических энергий в предположении, что суммарная масса фрагментов равна массе делящегося ядра. Массовый спектр самого легкого из трех фрагментов приведен на рис. 1.3. Факт наблюдения легких фрагментов с массовыми числами вплоть до значений $60 \div 70$ является наиболее интригующим результатом этих экспериментов. К сожалению, описанная методика далеко не свободна от ряда существенных недостатков. Так, например, в рамках описанного подхода совершенно невозможно отличить ожидаемые события тройного деления от событий обычного бинарного деления, в которых один из осколков деления упруго рассеивается на ядре атома материала мишени или подложки. Авторы уделили достаточно много внимания этой проблеме в своих работах. В качестве аргумента в пользу того, что наблюдаемые тройные события связаны с тройным делением, а не являются результатом упругого рассеяния, приводился тот факт, что распределения кинетических энергий фрагментов деления ядер $^{234}\text{U}^*$ и $^{236}\text{U}^*$ существенно различаются (см. рис. 1.3). Учитывая близость таких характеристик фрагментов бинарного деления как масса и кинетическая энергия, можно ожидать, что механизм рассеяния должен приводить к одинаковым энергетическим спектрам рассеянных ФД. Наблюдаемые же различия в массово-энергетических спектрах ФД ядер с близкими характеристиками авторы работы [3] интерпретировали как проявление оболочечных эффектов в предразрывной конфигурации делящихся ядер. Кроме этого было показано, что отношение $\frac{\sigma_T}{\sigma_B}$ не зависит ни от толщины мишени, ни от интенсивности источника. Тем не менее, *Steinberg* с соавторами (Аргонская национальная лаборатория) в 1970 г. показал [21], что результаты экспериментов, к сожалению, действительно можно объяснить рассеянием. Было показано, что величина вклада от процесса рассеяния сильно зависит от углов между детекторами, от акцептанса детекторов и от протяженности источника.

Спектр масс легких фрагментов, полученный в экспериментах, выполненных методом совпадений (см. рис. 1.3), побудил ряд исследователей к поиску продуктов тройного деления в области масс $A < 60$ радиохимическими методами [22, 23]. Подобного рода исследования ограничены поиском лишь достаточно долгоживущих радионуклидов, таких как ^{28}Mg , ^{41}Ar , ^{42}Ar , ^{48}Sc , ^{51}Cr , ^{54}Mn , ^{56}Co , ^{57}Co , ^{58}Co , ^{60}Co , ^{59}Fe . Верхняя граница выходов таких изотопов в делении ядра ^{235}U тепловыми нейтронами оказалась на три-семь порядков

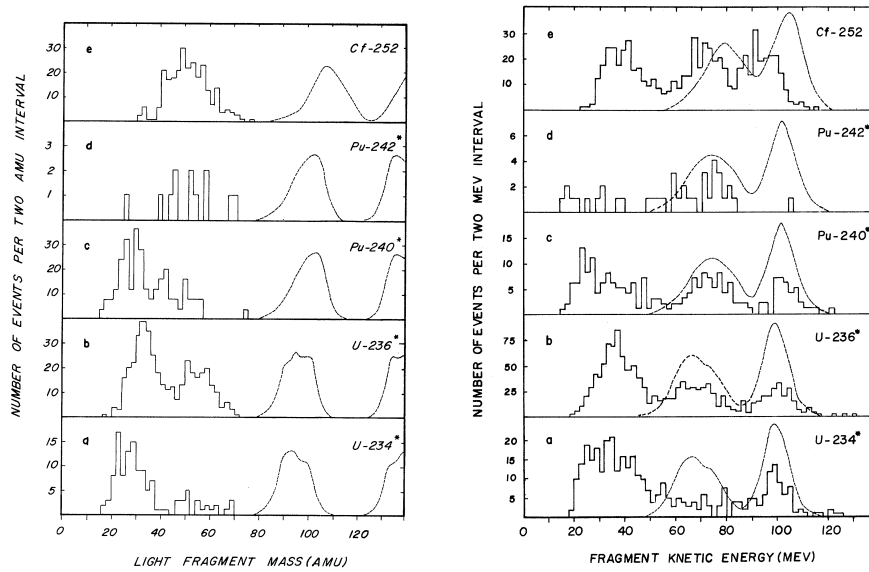


Рис. 1.3: Распределения ФД в тройных совпадениях по массе (слева, только легкий фрагмент) и по кинетической энергии (справа). Пунктирной линией показаны распределения осколков бинарного деления. Рисунок из работы [3].

ниже, чем в описанных выше экспериментах [2, 3, 19, 20] в рамках метода совпадений. Такой результат, однако, не является прямым противоречием результатам, которые получили *Muga* с соавторами. Радиохимические исследования ограничены анализом радиоактивных изотопов, тогда как методом совпадений регистрируются все фрагменты деления, в том числе стабильные и долгоживущие изотопы.

От недостатка, присущего радиохимическим методам, свободен масс-спектрометрический метод. Попытка обнаружить образование изотопов ^{20}Ne , ^{21}Ne , ^{22}Ne , ^{36}Ar , ^{37}Ar , ^{38}Ar , ^{39}Ar , ^{40}Ar , ^{42}Ar масс-спектрометрическим методом была предпринята в работе [24]. Эти исследования можно рассматривать как расширение исследований, выполненных радиохимическими методами, на область стабильных и долгоживущих изотопов. Выходы искоемых изотопов оказались на $1 \div 6$ порядков ниже, чем в работах *Muga*. Результаты масс-спектрометрических и радиохимических исследований позволяют заключить, что тройное деление, наблюдаемое в работах [2, 3, 19, 20], является артефактом.

Двадцать лет спустя поиски событий тройного деления ^{252}Cf были возобновлены с помощью мощной детектирующей системы DIOGENES [6], представляющей собой позиционно-чувствительную камеру, позволяющую изме-

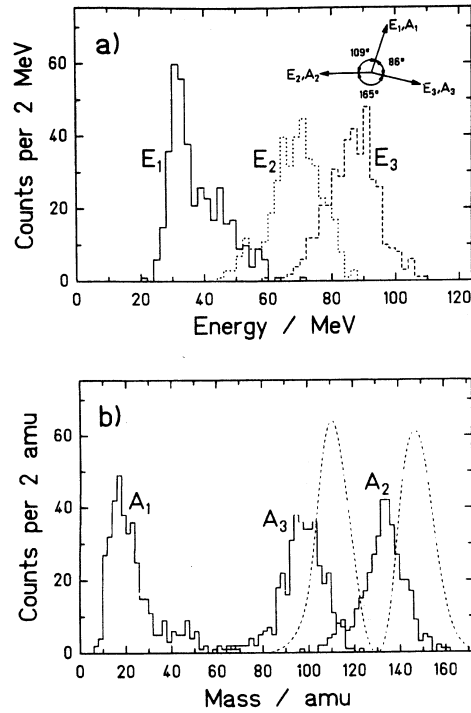


Рис. 1.4: а) Энергетический спектр продуктов тройного деления ^{252}Cf (порог по энергии составляет 25 МэВ). На вставке показаны соответствующие средние углы разлета фрагментов. б) Распределение масс фрагментов, вычисленных по измеренным энергиям с учетом закона сохранения импульса. Массовый спектр бинарного деления ^{252}Cf показан пунктирной линией. Рисунок из работы [6].

рять угловые и энергетические распределения продуктов тройного деления. В полученных массовых распределениях продуктов тройного деления (рис. 1.4) отчетливо наблюдался пик в области масс $12 < A < 30$, соответствующий вероятности эмиссии порядка 10^{-8} . Выполненная оценка вероятности тройного деления с массой образующегося легкого фрагмента в диапазоне $30 \leq A \leq 70$ составила $< 8 \cdot 10^{-8}$, а для вероятности симметричного тройного деления ($70 \leq A < 90$) полученная оценка составила $< 2 \cdot 10^{-9}$.

1.3 промежуточные энергии возбуждения

Несмотря на то, что попытки идентифицировать легкие фрагменты тройного распада методами радиохимии в спонтанном и низкоэнергетическом делении не увенчались успехом, положительный результат был получен при более высоких энергиях возбуждения. Наиболее яркий результат был получен в 1966-1969 гг. в работах [25, 26]. Схема этих экспериментов приведена на рис. 1.5. Урановая мишень Т облучалась пучком ионов ^3He и ^4He с энергиями $20 \div 120$ МэВ. Энергия ионов варьировалась при помощи набора алюминиевых деградерных пленок А. Абсолютные выходы продуктов ядерных

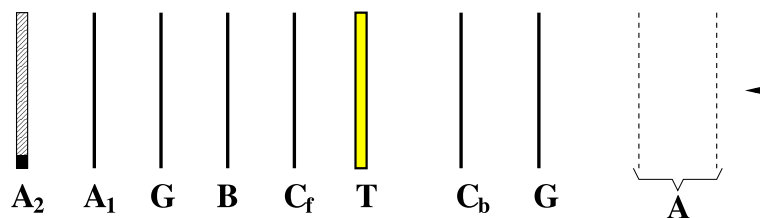


Рис. 1.5: Схема экспериментов по поиску тройного деления радиохимическими методами в реакциях с ионами ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ при энергиях $20 \div 120$ МэВ в работах [25, 26]. (A – деградерные пленки, T – мишень, C_b и C_f – захватывающие серебряные фольги, G – защитная фольга, B – тестовая серебряная фольга, A_1 – алюминиевая фольга с низким содержанием примесей, A_2 – алюминиевая фольга.)

реакций в мишени и захватывающих пленках C_f и C_b определялись радиохимическими методами. Захватывающие пленки использовались для захвата вылетающих из мишени T продуктов ядерных реакций. Были определены выходы изотопов ${}^{24}\text{Na}$, ${}^{28}\text{Mg}$ и ${}^{38}\text{S}$ и для них была получена функция возбуждения. Такие изотопы были выбраны потому, что они далеко отстоят от продуктов обычного бинарного деления ядра урана. Тестовая фольга B анализировалась на предмет отсутствия в ней искомым изотопов, которые могли бы образоваться в результате ядерных реакций на примесях, содержащихся в захватывающих пленках, давая фоновые события. Было установлено, что выходы изотопов ${}^{28}\text{Mg}$ и ${}^{38}\text{S}$ по отношению к бинарному делению сильно зависят от энергии возбуждения (см. рис. 1.6). Отсюда видно, что при экстраполяции полученной зависимости в область низких энергий возбуждения, при которых проводили эксперименты *Muga* с соавторами, получились бы крайне малые значения выходов тройного деления.

Достаточно четкое разделение между легкими фрагментами, приписываемым к тройному делению, и фрагментами обычного бинарного деления наблюдается в кривой массовых выходов, изображенной на рис. 1.7. Для исключения возможности того, что наблюдаемые легкие фрагменты образуются в результате сильно асимметричного бинарного деления, крайне важно было бы исследовать выходы сопряженных фрагментов в области масс $A > 200$. Такой анализ был проведен и верхние значения выходов соответствующих изотопов приведены на рис. 1.7. К сожалению, результаты были получены в предположении, что эффективность эмиссии дополнительных фрагментов из мишени одинакова, что вызывает сомнения в корректности сделанных выводов. Качественно же наблюдаемая тенденция уменьшения выхода лег-

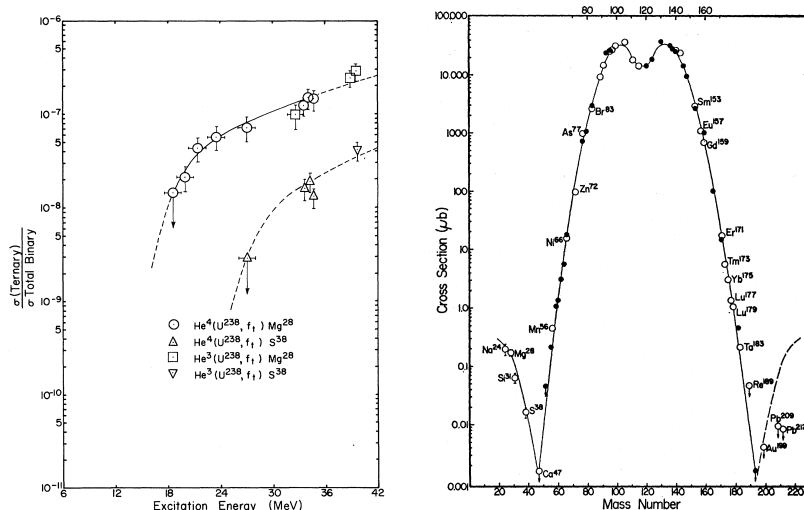


Рис. 1.6: Выходы изотопов ^{28}Mg и ^{38}S по отношению к бинарному делению как функция энергии возбуждения делящегося ядра. Рисунок из работы [25].

Рис. 1.7: Распределение массовых выходов продуктов деления ядра ^{238}U ядрами ^3He с энергиями 30.6 МэВ. Пунктиром показаны выходы гипотетических сопряженных фрагментов бинарного деления. Рисунок из работы [27].

ких фрагментов с увеличением массы совпадает с наблюдаемой тенденцией в тройном делении с образованием более легких фрагментов. Большая чувствительность выхода тяжелых частиц в тройном делении к энергии возбуждения может быть попросту отражением того факта, что для образования более тяжелых фрагментов требуются большие затраты энергии. Известно, например, что выход альфа-частиц в тройном делении слабо зависит от энергии [28].

При низких и промежуточных энергиях радиохимические методы дают массовый спектр продуктов распада с хорошо выраженным пиком осколков деления в районе полумассы мишени. При больших энергиях пик становится очень широким с плохо различимыми границами вследствие увеличения доли вкладов от процессов, не связанных с делением (спалляция и фрагментация). Ядерная реакция при больших энергиях снаряда протекает в два этапа [29]: быстрый внутриядерный каскад с последующим испарительным каскадом. Термин “спалляция” обычно используется для описания реакции, в которой испускается большое число нуклонов или составных частиц (α -частиц). При больших энергиях велика вероятность испускания частиц тяжелее α -частиц. Массовые числа таких частиц могут достигать значений вплоть до 50. В такой

ситуации различие между асимметричным делением и эмиссией фрагментов становится чисто семантическим.

Определить сечение деления радиохимическими методами становится в этом случае невозможно. Радиохимические методы оказываются в этом случае малоэффективными и для задач исследования тройного деления. Для решения подобных задач требуются методы, позволяющие регистрировать дополнительные фрагменты распада.

1.4 деление быстрыми частицами

При более высоких энергиях возбуждения поиск тройного деления осуществлялся в делении под действием легких ядер высоких энергий при помощи твердотельных трековых детекторов. Для этого использовали так называемые *сэндвич-детекторы*, состоящие из слюды или поликарбоната, между слоями которых помещали тонкий слой делящегося вещества. Такая конструкция детекторов позволяет изучать события деления в геометрии 4π . Порог регистрации в таких экспериментах зависит от материала детектора. Например, в слюде могут быть зарегистрированы лишь фрагменты с массовым числом не менее 30 и энергией более $6 \div 8$ МэВ [30]; для поликарбоната этот порог несколько ниже и составляет $Z \approx 8$ [31]. Нечувствительность твердотельных трековых детекторов к легким частицам делает их одним из наиболее эффективных инструментов для изучения тройного деления ядер.

Путем селективного химического травления треки осколков деления увеличиваются до размеров, при которых они становятся видимыми в обычный оптический микроскоп. Это позволяет визуально осуществлять поиск треков и исследовать их характеристики. Так может быть получена информация об угловом распределении осколков деления, подсчет числа треков дает информацию об абсолютных значениях сечений реакции, по длине треков можно судить о массе и кинетической энергии осколков деления. К сожалению, поиск треков под микроскопом является достаточно трудоемкой операцией, поэтому поиск редких событий и накопление большой статистики сопряжены с большими временными затратами.

Определение углов между треками в пространстве также оказывается не всегда возможным, поэтому в большинстве работ, посвященных изучению тройного деления, определялись главным образом лишь сечения тройных

распадов.

С помощью твердотельных трековых детекторов изучались тройные распады в реакциях с протонами [32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 30, 41], дейтонами [31, 42], альфа-частицами [43, 44], антипротонами [45], π^- -мезонами [45], релятивистскими ядрами ^{14}N [46, 47]. Следует заметить, что под тройным делением в данном случае обычно понимают развал ядра на три фрагмента вне зависимости от механизма распада.

Использование трековых детекторов однако не снимает вопрос о необходимости режекции фоновых событий среди трехлучевых событий. Такие события могут образовываться, например, в результате случайного совпадения треков от осколков бинарного деления и однолучевого события или в результате упругого рассеяния фрагментов бинарного деления. Идентификация фоновых событий основана на анализе формы треков, их длине и относительных углах между треками. Часто используемым критерием для отбора событий трехчастичного распада является условие пересечения треков частиц в одной точке в плоскости мишени. Аргументом против рассеяния может служить тот факт, что при облучении мишени тепловыми нейтронами не было обнаружено ни одного трехлучевого события, удовлетворяющего принятому критерию отбора событий [36]. Рост сечения образования трехлучевых событий с энергией протона также служил аргументом в пользу того, что образование таких событий связано с распадом ядра на три фрагмента [40]. Несмотря на то, что точность измерения углов между треками невысока, определенную информацию о распределении углов между треками удалось получить в работах [37, 36]. Было установлено, что распределение углов между треками достаточно широкое с максимумом в районе 120° . В работе [32] была предпринята попытка восстановить массы частиц по измеренным пробегам.

Некоторые общие закономерности, обнаруженные при изучении тройного деления, вызванного частицами высоких энергий можно сформулировать следующим образом:

1. сечение тройного деления растет с ростом Z^2/A мишени
2. при фиксированной энергии снаряда выход тройного деления по отношению к бинарному убывает с ростом Z^2/A мишени

1.5 деление тяжелыми ионами

Ядра с большими значениями параметра Z^2/A , для которых тройное деление должно быть достаточно выгодным процессом с энергетической точки зрения, могут быть получены в реакциях с участием тяжелых ионов. Достоинством таких реакций является и то, что компаунд-ядро образуется в них с достаточно хорошо известной энергией возбуждения. Путем подбора энергии бомбардирующего иона и комбинации снаряд-мишень можно исследовать поведение сечения тройного деления в зависимости как от энергии возбуждения делящегося ядра, так и от его параметра делимости.

Первые попытки обнаружения тройного деления в реакциях с тяжелыми ионами были предприняты в 1963 г. при облучении фосфатных стекол, содержащих U, и образцов слюды, содержащих Pb, пучком ионов Ag с энергией 414 МэВ в работе [48]. Были обнаружены и проанализированы трехлучевые события. Однако, из-за плохого углового разрешения в фосфатных стеклах исключить альтернативные тройному делению механизмы образования трехлучевых событий оказалось невозможным. В случае же реакции Ag+Pb анализ углов разлета фрагментов показал, что девять из двенадцати трехлучевых событий были событиями, в которых испускалось три тяжелых фрагмента. Однако нельзя было исключить возможность того, что третьей частицей в такой реакции являлся снарядоподобный фрагмент. В работе [49] тех же авторов и с тем же снарядом использовался новый тип трековых детекторов – торит (ThSiO_4). Преимуществом таких детекторов является большое значение критических удельных ионизационных потерь энергии $(dE/dx)_c$, при которых начинают проявляться треки. Порог регистрации в таких детекторах составил $Z \approx 21$, благодаря чему процессы срыва либо захвата альфа-частицы ядром Ag автоматически были исключены. Об отсутствии вклада от таких реакций свидетельствовало также и угловое распределение фрагментов в системе центра масс, которое оказалось симметричным относительно плоскости, перпендикулярной направлению пучка. В работе также было измерено и распределение углов между треками в системе центра масс, форма которого оказалась близка к нормальному с центром в районе 120° и шириной на полувысоте порядка 20° . Считается, что в работе [49] было получено наиболее убедительное доказательство существования тройного деления в реакциях с тяжелыми ионами низких энергий.

В работе [50] порог регистрации трекового детектора удалось повысить

до $Z \geq 24$ путем отжига детектора перед процедурой травления. В результате отжига треки от легких ионов релаксируют и не проявляются при последующем травлении. В качестве детектора использовалась слюда мусковит, на поверхность которой напылялся слой материала мишени. Регистрация осколков деления происходила в этом случае в 2π геометрии. Выбор событий тройного деления осуществлялся на основе анализа геометрических характеристик зарегистрированных треков. Изучались реакции $\text{Ar}(230 \div 380 \text{ МэВ}) + {}^{197}\text{Au}, {}^{209}\text{Bi}, {}^{232}\text{Th}, {}^{238}\text{U}$. Была получена информация о выходе тройного деления по отношению к бинарному делению σ_T/σ_B . К сожалению, так как регистрация осколков деления осуществлялась в 2π геометрии, то это отношение не равно истинному значению в 4π геометрии. Тем не менее, рост σ_T/σ_B с энергией бомбардирующего иона и с Z^2/A компаунд ядра был отчетливо установлен. Кроме этого, были измерены угловые корреляции треков. Так, например, было установлено, что распределение углов между проекциями треков на плоскость слюды имеет максимум в районе 120° во всех четырех изучаемых реакциях.

В 1967 г. в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (ЛЯР ОИЯИ), Дубна, тройное деление изучалось методом совпадений в реакциях ${}^{22}\text{Ne}(185 \text{ МэВ}) + {}^{197}\text{Au}, {}^{238}\text{U}$ и ${}^{40}\text{Ar}(310 \text{ МэВ}) + {}^{209}\text{Bi}, {}^{238}\text{U}$ с помощью полупроводниковых поверхностно-барьерных детекторов [7]. Детекторы располагались в плоскости, перпендикулярной оси пучка. Азимутальный угол между детекторами составлял 120° , полярный угол выбирался в зависимости от комбинации мишень-частица. Разрешающее время схемы тройных совпадений составляло 50 нс. В эксперименте измерялась энергия каждого из трех фрагментов и результирующий энергетический спектр осколков тройного деления приведен на рис. 1.8.

Путем варьирования энергии бомбардирующего иона (при помощи алюминиевых поглотителей) было установлено, что относительный вклад сечения деления на три осколка резко увеличивается с ростом энергии возбуждения составного ядра с $Z^2/A = 43.5$. Напротив, для ядра с $Z^2/A = 40.5$ сечение деления на три осколка вплоть до энергии 120 МэВ слабо зависит от энергии возбуждения начального ядра. С учетом этого обстоятельства авторы работы [7] интерпретировали свои экспериментальные данные как результат каскадного деления, суть которого заключается в том, что возбужденное составное ядро испытывает в определенной доле случаев несимметричное де-

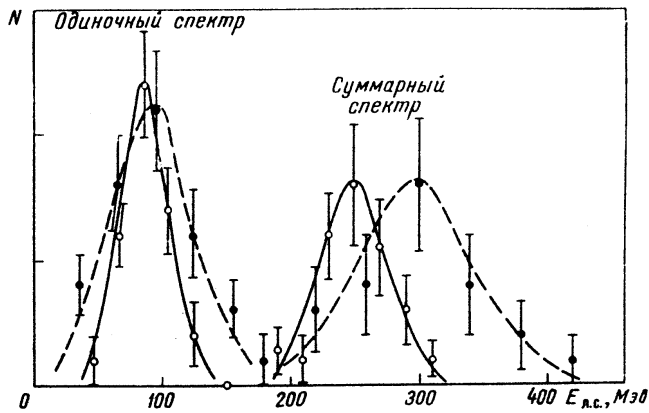


Рис. 1.8: Спектры осколков тройного деления в реакциях $^{22}\text{Ne}(185 \text{ MeV}) + ^{238}\text{U}$ (белые символы) и $^{40}\text{Ar}(310 \text{ MeV}) + ^{238}\text{U}$ (черные символы).

ление, вклад которого быстро растет с увеличением энергии возбуждения. Если энергия возбуждения тяжелого осколка выше его барьера деления, то он может в свою очередь разделиться еще на два осколка. Сечение каскадного деления зависит от массового распределения на первой стадии деления и вероятности деления тяжелого осколка. Теоретические расчеты вероятности тройного деления в рамках модели каскадного деления [51] показали реалистичность выдвинутой гипотезы о механизме тройного деления и полученные значения вероятности такого процесса хорошо совпали с экспериментальными данными. Имея дело с двумя механизмами деления на три осколка, необходимо найти характеристики явления, которые были бы максимально чувствительными к тому или иному механизму. Как отмечалось в работе [7], измеренные энергетические спектры осколков оказались мало пригодны для этой цели вследствие необходимости делать весьма грубые предположения относительно самого механизма ИТД. Большую помощь в этом могло бы оказать изучение пространственной корреляции трех осколков. Однако вследствие малой вероятности тройного деления подобного рода измерения оказались невозможными на существовавшей в то время экспериментальной базе. Можно надеяться, что значительный прогресс в сфере экспериментальной техники для ядерно-физического эксперимента, произошедший с того времени, поможет восполнить существующие пробелы в этой области.

1.6 реакции с участием тяжелых ионов промежуточных энергий.

Достижения в области ускорительной техники во многих лабораториях мира дали возможность изучать ядерные реакции с участием тяжелых ионов промежуточных энергий ($10 \div 100$ МэВ/нуклон). В таких реакциях в результате неполного слияния иона с ядром-мишенью образуется сильно возбужденное ядро-остаток. Это позволяет изучать поведение ядерной материи в экстремальных состояниях с большой температурой, с большими угловыми моментами, с сильной компрессией и т. д. Особый интерес представляет изучение эволюции механизма распада ядер с увеличением энергии возбуждения. Тройные масс-симметричные распады при энергиях возбуждения $\varepsilon^* > 4.5$ МэВ были обнаружены в реакциях $\text{Ar}(60 \text{ АМэВ}) + \text{Au}$ и $\text{Kr}(43 \text{ АМэВ}) + \text{Au}$ в работе [52], где они были интерпретированы как возникновение мультифрагментации. При более низких энергиях возбуждения ($\varepsilon^* \approx 3$ МэВ) распады на три массивные фрагмента в реакции $\text{Ar}(30 \text{ АМэВ}) + \text{Au}$ были объяснены как результат двух последовательных бинарных распадов [53]. При близких энергиях возбуждения в реакции $^{22}\text{Ne}(60 \text{ АМэВ}) + \text{Au}$ [54] были обнаружены указания о существовании остаточного взаимодействия между осколками тройного деления, свидетельствующие о малом времени между актами распада.

1.7 теоретические исследования тройного деления

В модели жидкой капли Струтинский в 1963 г. исследовал равновесные формы ядра, приводящие к делению, и показал [55], что наряду с обычными конфигурациями с одной шейкой имеются более сложные, с двумя шейками, которые, в принципе, могут приводить к тройному делению. Однако фигуры безусловного равновесия для случая двух шеек получаются при значительно более высоких энергиях, что приведет к очень малым сечениям тройного деления.

Несколько позже *Diehl* и *Greiner* в рамках жидкокапельной модели подробно проанализировали вопрос о барьере деления ядра на три фрагмента в случае вытянутой (prolate) и сплюсненной (oblate) возможных предделительных конфигураций (рис. 1.9) [4, 5]. Было установлено, что барьер деления в слу-

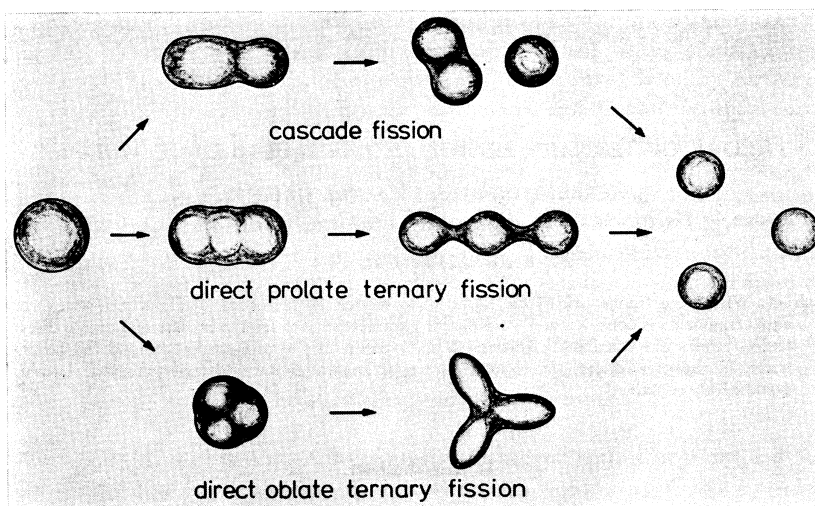


Рис. 1.9: Возможные моды тройного деления. Рисунок взят из работы [5].

чае сплюсненной предделительной конфигурации оказывается существенно выше, чем в случае вытянутой конфигурации. Высота барьера быстро убывает с ростом параметра делимости ядра. Таким образом, вытянутые (коллинерные) конфигурации более благоприятны для тройного деления. Уменьшение барьера тройного деления с увеличением массы делящегося ядра хорошо согласуется с наблюдаемым экспериментально ростом выхода тройного деления по отношению к бинарному при увеличении Z^2/A компаунд-ядра. Рост σ_T/σ_B , наблюдаемый в делении под действием тяжелых ионов [50], объяснялся тем, что с ростом кинетической энергии иона (увеличением энергии возбуждения компаунд-ядра) увеличивается роль динамических эффектов в процессе деления.

Вопрос о влиянии температуры на высоту барьера тройного деления был рассмотрен в 1992 г. в работе [56] с учетом ядерной части потенциала взаимодействия осколков, оцененной в приближении "proximity". Авторы этой работы получили аналогичный результат: потенциальные барьеры тройного деления для сплюснутой конфигурации выше, чем для вытянутой во всем диапазоне масс ядер; барьеры бинарного деления много ниже, чем барьеры тройного деления, за исключением сверхтяжелых ядер, для которых барьеры становятся сравнимыми. При увеличении энергии возбуждения барьеры уменьшаются, но качественно картина не изменяется.

К сожалению, теоретические исследования тройного деления проводились в рамках жидкокапельной модели ядра, поэтому сделанные выводы справедливы для высоких энергий возбуждения делящегося ядра. Поскольку в спон-

танном и низкоэнергетическом делении большую роль играют оболочечные эффекты, то было бы крайне интересно провести аналогичные исследования с учетом таких эффектов.

1.8 некоторые выводы

1. Учитывая результаты теоретических исследований касательно формы делящегося ядра [4, 5], можно сделать вывод о том, что расположение детекторов в опытах [2, 3, 19, 20] было выбрано не оптимальным образом, т.к. распады, в которых фрагменты деления разлетаются по углами 120° маловероятны вследствие большой высоты барьера тройного деления для сплюсненной (oblate) формы ядра. Однако следует помнить, что расчеты барьера тройного деления в работе [4, 5] выполнены в жидкокапельном приближении и учет оболочечных эффектов может слегка изменить картину. В случае же деления сильновозбужденных ядер коллинеарный распад является более предпочтительным.
2. Процессы упругого кулоновского рассеяния фрагментов бинарного деления на ядрах атомов материала мишени или подложки создают фоновые события, что с учетом малой вероятности тройного деления делает наблюдение событий тройного деления достаточно сложной экспериментальной задачей. Требуется надежный метод режекции событий упругого рассеяния.
3. Если существование тройного деления возбужденных ядер в реакциях с участием тяжелых ионов можно считать общепризнанным фактом, то ситуация с экспериментальным обнаружением тройного деления в реакциях под действием легких частиц по-прежнему остается неясной. Эксперименты в этой области выполнялись главным образом с помощью трековых детекторов и до сих пор нет уверенности в том, что наблюдаемые трехлучевые события действительно обусловлены тройным делением ядра. Необходимы эксперименты, позволившие бы отличить продукты спалляции от продуктов тройного деления. Между тем, реакции с легкими частицами представляют огромный интерес, поскольку позволяют изучать деление именно горячих ядер. В таких реакциях динамические эффекты (деформация, вращение, компрессия), вносимые

снарядом, оказываются существенно слабее, чем в реакциях с тяжелыми ионами.

1.9 деление с вылетом легких заряженных частиц

Как уже отмечалось во введении, этот тип распада был обнаружен еще в 1944 г. [11]. Количество экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению этого явления, на сегодняшний день столь велико, что сделать исчерпывающий литературный обзор в рамках настоящей работы не представляется возможным. К тому же уже существуют достаточно полные обзоры по этой проблеме (см., например, работы [57, 12, 58]). Хочется лишь сказать о том, чем можно было бы дополнить существующие на настоящий момент экспериментальные данные о характеристиках этого явления. Поскольку наибольший выход в тройном делении составляют α -частицы, то характеристики деления с вылетом α -частицы более доступны для экспериментального изучения, а потому на настоящий момент наиболее полно исследованы. Что же касается изучения характеристик распадов с образованием более массивных частиц, то имеющаяся на настоящий момент экспериментальная информация является далеко не полной. В этой связи хотелось бы отметить работу [59], в которой были измерены выходы и распределения тройных частиц по кинетическим энергиям в широком диапазоне элементов вплоть до ^{30}Mg в делении ядра ^{241}Pu тепловыми нейтронами. Возможно, единственной работой, в которой характеристики тройного деления с вылетом ядер Li , Be и C изучены наиболее полно (в совпадении с фрагментами деления, γ -квантами и нейтронами) является работа [60]. В ней был получен ряд важных сведений о характеристиках и механизме таких распадов. Так, например, было установлено, что массовые пики, соответствующие легкому и тяжелому фрагментам тройного деления, оказываются сдвинутыми по отношению к пикам бинарного деления на приблизительно одинаковую величину. Это означает, что легкий и тяжелый фрагменты вносят приблизительно равный вклад в формирование тройной частицы. Помимо этого, с ростом массы тройной частицы наблюдалось уменьшение дисперсии массовых распределений легкого и тяжелого фрагментов деления. Этот факт позволяет исключить такой механизм образования тройной частицы, согласно которому тройная частица эмитируется с равной вероятностью из одного

из фрагментов бинарного деления, поскольку такой процесс приводил бы к уширению массовых распределений. Было также получено экспериментальное указание на то, что оболочечные эффекты в тройном делении играют исключительно важную роль (в частности, сферическая оболочка $N = 82$ ($Z = 50$) и деформированная оболочка $N = 88$). К сожалению, в цитируемой работе регистрация тройных частиц была ограничена высокими порогами. Так, для α -частиц энергетический порог составлял 8 МэВ, а для ядер тяжелее ${}^8\text{He}$ он превышал значение наиболее вероятной энергии тройной частицы, увеличиваясь с массой тройной частицы до значения 41 МэВ для ядер C . Вообще же высокие пороги регистрации являются общей проблемой экспериментальных исследований в этой области, поскольку чаще всего такие исследования проводились при помощи ΔE - E телескопов, которые позволяют надежно идентифицировать тройные частицы, но страдают тем недостатком, что порог регистрации быстро растет с зарядом идентифицируемой частицы. Изучение характеристик деления с вылетом массивных тройных частиц в постановке эксперимента, позволяющей исследовать широкий диапазон масс и кинетических энергий тройных частиц в совпадении с фрагментами деления, нейтронами и γ -квантами, представляется весьма актуальной задачей.

Деление с вылетом двух α -частиц впервые наблюдалось в 1949 г. с помощью фотографических эмульсий в делении ядра U гамма-квантами с энергией 23 МэВ в работе [61]. В этой работе было обнаружено событие, в котором из точки, в которой произошло событие деления, исходили два трека от α -частиц, расходящиеся под углом 7° . На основании анализа характеристик треков это событие было интерпретировано как распад ядра ${}^8\text{Be}$ из основного состояния на две α -частицы. Восстановленное значение выделившейся в таком распаде энергии составило (85 ± 25) кэВ, что хорошо согласуется с известным в настоящее время значением энергии реакции ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, равным $Q = 94$ кэВ. Двумя годами позже аналогичное событие наблюдалось в делении ядра ${}^{232}\text{Th}$ нейтронами с энергиями 2.5 МэВ [62]. Угол между треками α -частиц составил в этом случае 9° , а значения кинетических энергий α -частиц – 9.6 и 10 МэВ. Это событие также было интерпретировано как распад ядра ${}^8\text{Be}$. Факт существования событий деления с вылетом двух заряженных частиц в рамках метода совпадений был подтвержден в 1972 г. в делении ядра ${}^{235}\text{U}$, индуцированного нейтронами тепловых энергий [63]. Более детально характеристики деления с вылетом двух заряженных частиц изучались в 1973 г.

в спонтанном делении ядра ^{252}Cf в работе [64]. В первой серии экспериментов частицы идентифицировались с помощью ΔE - E телескопов, расположенных по разные стороны (180°) от интенсивного (0.6×10^7 делений в минуту) источника ^{252}Cf . Эти измерения показали, что наибольшее число ($\sim 75\%$) событий четверного деления составляют события с вылетом двух α -частиц, хотя были зарегистрированы и события α - t ($\sim 20\%$) и α - p ($\sim 4\%$) совпадений. Были измерены выходы и энергетические спектры частиц. Полученное значение вероятности четверного деления составило $(1.5 \pm 0.5) \times 10^{-6}$ по отношению к бинарному делению. Было обнаружено, что средние кинетические энергии α -частиц в четверном делении примерно на 2 МэВ меньше, чем в тройном делении. Во второй серии экспериментов изучались угловые корреляции частиц в диапазоне от 35° до 180° с помощью обычных полупроводниковых детекторов без идентификации частиц. Интенсивность источника в этом случае была на порядок выше, чем в первой серии экспериментов, а сами измерения продолжались в течении шести месяцев. Было установлено, что кинетическая энергия одной частицы не зависит от кинетической энергии второй частицы (рис. 1.10). Измеренное распределение углов разлета α -частиц приведено на рис. 1.11. Поскольку минимальный угол разлета частиц, доступный для регистрации, составлял 35° , то авторы цитируемой работы исключили возможность того, что наблюдаемые события могут быть связаны с распадом ядра ^8Be . *Feather* в работе [65] подверг критике такую точку зрения, указав на то, что наблюдаемые распады могут быть обусловлены распадами ядер ^8Be , ^7Li и др. из возбужденных состояний. Объяснить образование частиц, разлетающихся под большими углами ($\sim 180^\circ$), в таком подходе можно предполагая, что распады происходят из достаточно возбужденных состояний, когда периоды полураспада становятся столь малы, что распадающееся ядро до своего распада не успевает ускориться кулоновским полем делящегося ядра. В 1976 г. *Kataria* предпринял попытку получить информацию о предразрывной конфигурации делящегося ядра в четверном делении с помощью траекторных расчетов [66]. Им было проанализировано несколько различных гипотез относительно механизма образования α -частиц, в том числе и распад ядра ^8Be . Было установлено, что что корреляции, наблюдаемые в эксперименте, можно воспроизвести лишь предполагая, что α -частицы испускаются из фрагментов деления независимо в течении времени $\tau \sim 10^{-21}$ с с момента разрыва ядра, причем по одну сторону от оси деления. Двадцать лет спустя

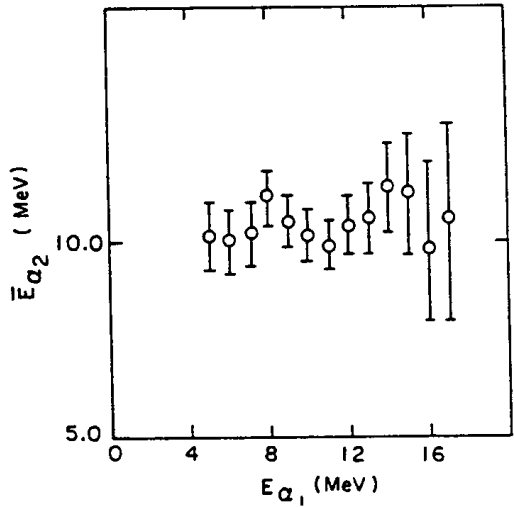


Рис. 1.10: Средняя кинетическая энергия одной частицы в зависимости от кинетической энергии второй частицы в четверном делении ядра ^{252}Cf . Рисунок из работы [64].

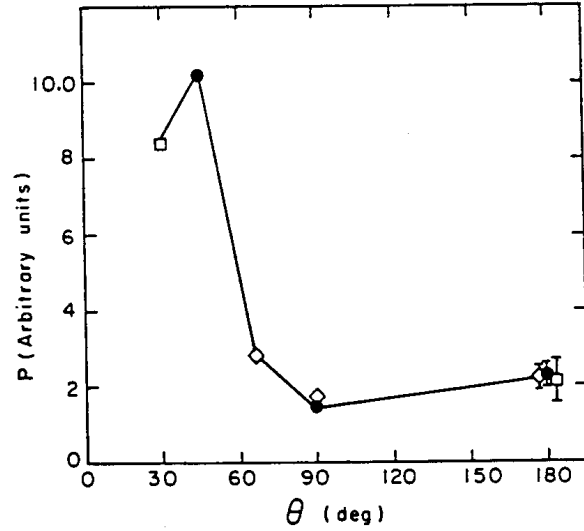


Рис. 1.11: Распределение углов разлета частиц четверного деления ядра ^{252}Cf . Рисунок из работы [64].

четверное спонтанное деление ядер ^{248}Cm и ^{252}Cf исследовалось в ЛЯР ОИЯИ с помощью двух сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов $\text{CsI}(\text{Tl})$, расположенных по обе стороны от делящегося источника [13]. Целью работы было сравнение энергетических спектров и выходов легких заряженных частиц для обоих ядер. Было подтверждено наличие сдвига наиболее вероятной кинетической энергии α -частиц в четверном делении по сравнению с тройным делением, наблюдаемого ранее. Полученные выходы четверного деления по отношению к бинарному составили $Y_{\alpha\alpha}/Y_{\text{bin}} = (1.4 \pm 0.3) \times 10^{-7}$ для ^{248}Cm и $Y_{\alpha\alpha}/Y_{\text{bin}} = (2.9 \pm 0.6) \times 10^{-7}$ для ^{252}Cf . Различие с данными работы [64] объяснялось тем, что минимальный угол разлета α -частиц, доступный для регистрации, был больше, чем в работе [64].

Таким образом, все предыдущие эксперименты по изучению характеристик четверного деления были ограничены лишь измерением выходов, энергетических спектров и углов разлета частиц. Частицы регистрировались без совпадения с фрагментами деления, поэтому более детальное сравнение характеристик четверного деления с характеристиками тройного и бинарного деления не представлялось возможным.

Глава 2

4π спектрометр заряженных фрагментов ФОБОС

4π спектрометр ФОБОС проектировался как универсальный инструмент для изучения ядерных реакций, индуцированных тяжелыми ионами промежуточных энергий в прямой кинематике. Продукты ядерных реакций в этой области энергий представлены широчайшим спектром ядер от легких частиц (нейтроны, протоны) до тяжелых испарительных остатков. При помощи одного типа детекторов невозможно полностью перекрыть ожидаемый диапазон ядер по массам и энергиям, поэтому в основу конструкции спектрометра ФОБОС был заложен логарифмический принцип. Для изучения редких распадов большое значение имеет геометрический аксептанс детектирующей системы, поэтому конструкция спектрометра выбиралась таким образом, чтобы она обеспечивала регистрацию продуктов ядерных реакций в максимально возможном телесном угле. Ядерные реакции в области промежуточных энергий характеризуются умеренными множественностями продуктов, поэтому детектирующая система должна иметь гранулярную структуру, позволяющую регистрировать одновременно максимально возможное число фрагментов. Большой аксептанс, низкие пороги регистрации, высокое массово-энергетическое и угловое разрешение являются ключевыми параметрами любой экспериментальной установки, часто противоречащие друг другу. В конструкции спектрометра ФОБОС был достигнут удачный компромисс между этими требованиями.

2.1 общее устройство

Внешний вид спектрометра ФОБОС приведен на рис. 2.1. Основным несущим элементом спектрометра является монолитный каркас (1), выполненный в виде полого икосаэдра, имеющего 32 отверстия для монтирования детекторных модулей (2). При этом два из этих отверстий используются для ввода и вывода пучка и одно отверстие – для установки вакуумной системы. Таким образом, максимальное число отверстий, доступных для монтирования детекторных модулей, составляет 29 штук. Внутренний диаметр каркаса составляет 1330 мм.

2.2 детекторный модуль

Каждый детекторный модуль состоит из (см. рис. 2.2) позиционно-чувствительного лавинного счетчика (ПЧЛС) (3), брэгговской ионизационной камеры (БИК) (5÷8) и мозаики из семи сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов CsI(Tl) (9). Поскольку в настоящей работе внимание будет уделено главным образом вопросам анализа экспериментальной информации, получаемой при помощи газонаполненной детекторной оболочки спектрометра, то газонаполненные детекторы (ПЧЛС и БИК) будут рассмотрены более подробно. Вопросы, связанные с устройством и калибровкой сцинтилляционной оболочки подробно освещены в работе [67]. Основные геометрические характеристики детекторных модулей, существенные для анализа экспериментальной информации, приведены в таблице А.1.

2.3 позиционно-чувствительный лавинный счетчик

ПЧЛС используются для измерения времени пролета (TOF) и координаты попадания частицы в детектор (X, Y). Имеется также возможность измерения потерь энергии (ΔE) частицы в рабочем газе детектора. Детекторы имеют форму правильных шести- (для больших модулей) и пятиугольников (для маленьких модулей). Принцип работы лавинного счетчика подробно описан в работе [68].

Принципиальная схема ПЧЛС приведена на рис. 2.3. В качестве катода (2) используется майларовая пленка толщиной 1.2 мкм, наклеенная на

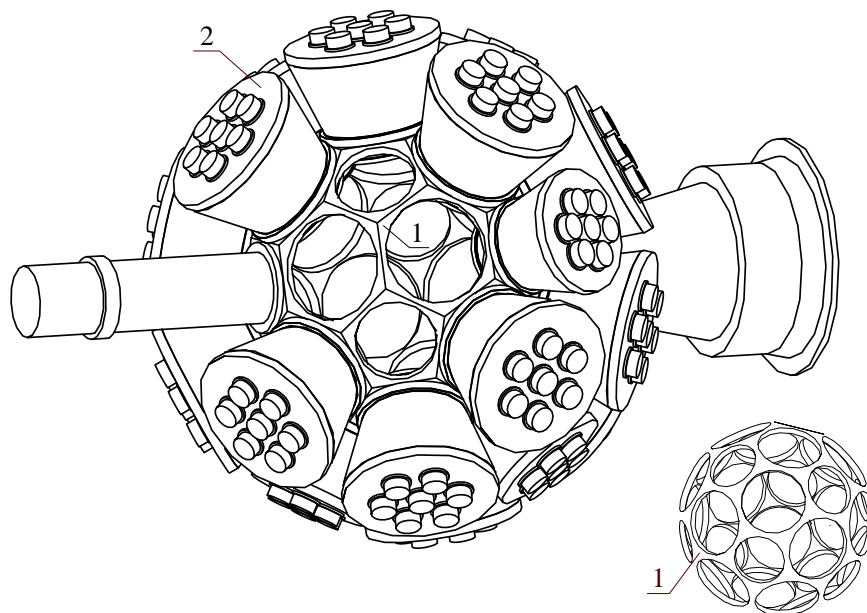


Рис. 2.1: Внешний вид спектрометра ФОБОС. 1 – монолитный каркас, 2 – детекторный модуль.

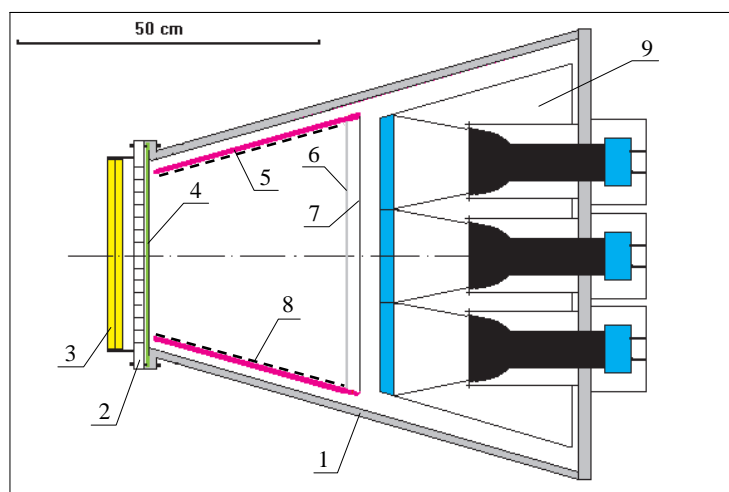


Рис. 2.2: Устройство детекторного модуля спектрометра ФОБОС. 1 – корпус брэгговской ионизационной камеры, 2 – поддерживающая решетка входного окна, 3 – позиционно-чувствительный лавинный счетчик, 4 – входное окно (катод), 5 – тефлоновый конус, 6 – сетка Фриша, 7 – анод, 8 – полеформирующие стрипы, 9 – мозаика из сцинтилляционных детекторов.

поддерживающую рамку и покрытая с обеих сторон слоем золота толщиной 30 мкг/см^2 . С катода снимаются временной и энергетический сигналы. На расстоянии 3 мм по обе стороны от общего катода размещены координаточувствительные анодные сетки (1) и (3). Сетка выполнена в виде натянутых с шагом 1 мм параллельных Cu-Be проволочек диаметром 30 мкм. Каждые две соседние проволочки соединены с токопроводящей полоской, индуктивно связанной с линией задержки ЛЗ. Координата попадания частицы в детектор определяется путем измерения времени между моментами прихода временного сигнала и сигнала от сработавшей координатной проволочки, прошедшего через линию задержки ЛЗ.

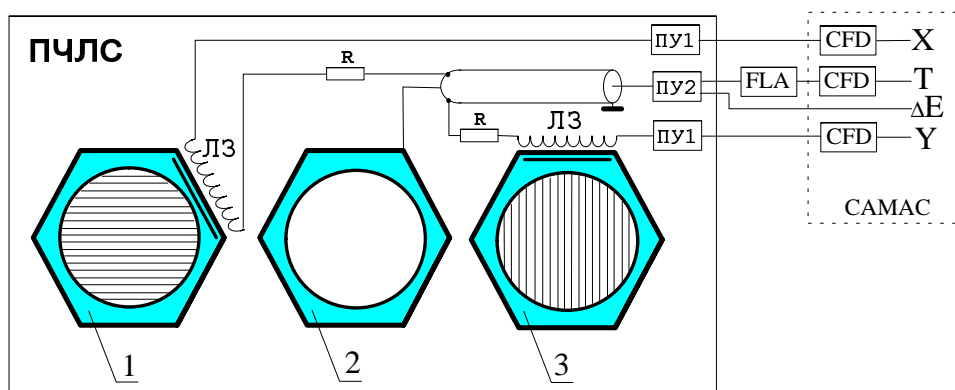


Рис. 2.3: Схема позиционно-чувствительного лавинного счетчика. 1,3 – координаточувствительные катоды, 2 – анод.

Отрицательное напряжение смещения прикладывается к катоду. Значение рабочего напряжения ПЧЛС ($\sim 500 \text{ В}$) выбирается примерно на 5 В ниже напряжения, при котором начинаются пробой, что обеспечивает стабильность работы детектора даже при попадании в детектор высокоионизирующих частиц. В качестве рабочего газа используется пентан под давлением $\sim 500 \text{ Па}$. При таких рабочих режимах детектора гарантируется надежная регистрация тяжелых фрагментов с нижним порогом регистрации $\sim 0.05 \text{ АМеВ}$. Эффективность регистрации α -частиц с энергиями $\gtrsim 1.5 \text{ АМеВ}$ снижается из-за уменьшения величины энергетических потерь в рабочем объеме детектора с ростом энергии частицы. Временное разрешение детектора при регистрации α -частиц составляет $\sim 500 \text{ пс}$, координатное разрешение – $\sim 1.5 \text{ мм}$.

Все три преобразователя (ПУ) временного и координатных сигналов размещены непосредственно в корпусе детектора. Быстрый линейный усилитель

(FLA) временного сигнала T необходим для передачи сигнала по длинному кабелю от детектора к измерительной аппаратуре. Дискриминаторы со следящим порогом (CFD) выполнены в стандарте КАМАК. Пороги дискриминаторов являются программноуправляемыми.

Измерение времени пролета регистрируемых частиц основано на измерении промежутка времени между сигналом T от ПЧЛС и дискриминированным сигналом высокой частоты циклотрона. В экспериментах по исследованию спонтанного деления в качестве стартового детектора использовался специально изготовленный стартовый детектор на основе микроканальных пластин, либо плоскопараллельный лавинный счетчик.

2.4 брэгговская ионизационная камера

Брэгговская ионизационная камера предназначена для определения заряда Z и измерения остаточной энергии E_R заряженной частицы. Принципы работы БИК впервые были описаны в [69]. В металлическом корпусе БИК (см. рис. 2.2), имеющего форму усеченного конуса (1), размещены как элементы самой ионизационной камеры, так и мозаика сцинтилляционных детекторов (9). В качестве анода (7) используется алюминизированная майларовая пленка толщиной 10 мкм. Перед анодом на расстоянии 10 мм расположена сетка Фриша (6). Анод и сетка Фриша крепятся к тефлоновому конусу (5), на внутренней поверхности которого выполнены токопроводящие полоски (8), предназначенные для формирования однородного электрического поля в рабочем объеме камеры. Положительное напряжение прикладывается к аноду и сетке Фриша. Типичное значение напряжения составляет $1.5 \div 3$ кВ при давлении рабочего газа $20 \div 40$ кПа. Входное окно камеры, служащее одновременно и катодом, выполнено из алюминизированной майларовой пленки толщиной $1.5 \div 3.0$ мкм. Диаметр входного окна составляет 385 мм и 285 мм для большого и для маленького модулей соответственно. Длина рабочего объема камеры (расстояние от катода до анода) составляет 260 мм. В качестве рабочего газа используется газовая смесь P-10 (90%Ar+10%CH₄). На входных окнах БИК установлены решетки (2) для поддержания тонких пленок входных окон, испытывающих сильное давление (до 100 кПа) со стороны рабочего газа. Поддерживающие решетки снижают прозрачность входных окон камеры до $\approx 60\%$. Это является основным фактором влияющим на значение

эффективного телесного угла спектрометра.

Благодаря тому, что электрическое поле в рабочем объеме БИК параллельно траектории детектируемой частицы, форма сигнала, снимаемого с анода БИК, является образом распределения удельных ионизационных потерь вдоль траектории (кривая Брэгга). При этом интеграл созданного электронного заряда пропорционален остаточной энергии частицы E_R , а значение максимальной плотности ионизации вдоль трека пропорционально заряду частицы Z . Для определения параметров E_R и Z разработан специальный метод цифровой обработки сигнала, суть которого поясняет рис. 2.4. Метод основан на оцифровке формы сигнала с последующим расчетом параметров E_R и Z специальным цифровым процессором по фиксированному алгоритму в режиме on-line. Электронный тракт БИК состоит из зарядочувствительного предусилителя, прикрепленного к корпусу БИК с внешней стороны, и двух блоков в стандарте КАМАК. Сигнал с анода БИК усиливается предусилителем и поступает в блок оцифровки сигнала BCD (Bragg Curve Digitizer), в котором происходит формирование сигнала спектрометрическим усилителем с постоянной времени 0.2 и 0.4 мкс. Оцифровка сигнала осуществляется быстрым амплитудно-цифровым преобразователем с тактовой частотой 10 МГц. Оцифрованный сигнал обрабатывается далее цифровым брэгговским процессором BDP. При достижении сигналом порогового уровня U_{th} запускаются арифметические устройства расчета E_R и Z по алгоритму, схематично изображенному в нижней части рис. 2.4. Особенностью используемого метода, существенной для последующего анализа данных, является тот факт, что нулевому значению выделившейся в камере энергии соответствует нулевой канал амплитудно-цифрового преобразователя арифметического устройства. Поэтому для выполнения энергетической калибровки камеры требуется определение лишь одного калибровочного коэффициента (энергия/канал).

Термин “остаточная” энергия применительно к энергии, измеряемой БИК, выбран с целью подчеркнуть тот факт, что камерой измеряется энергия после прохождения частицей лавинного счетчика и входного окна БИК, в которых теряется часть энергии частицы. Схема газонаполненного детекторного модуля спектрометра ФОБОС с указанием необходимых пролетных расстояний и толщин слоев изображена на рис. 2.5. ПЧЛС и входное окно БИК образуют мертвый слой толщиной $\sim 1\text{мкг}/\text{см}^2$, что создает энергетический порог регистрации фрагментов деления $\sim 0.3\text{АМэВ}$. Приведенная схема будет важна в

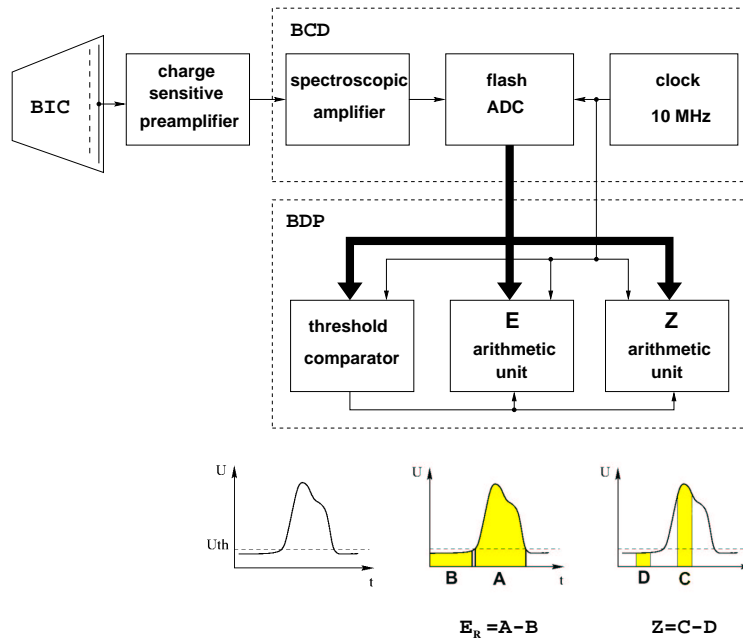


Рис. 2.4: Блок-схема электронного тракта БИК, поясняющая алгоритм определения остаточной энергии E_R и заряда Z детектируемой частицы на основе цифровой обработки сигнала. Буквами A-D обозначены значения сигнала, проинтегрированного в соответствующих временных интервалах (заштрихованные области).

дальнейшем для расчета энергетических потерь и времен пролета регистрируемых частиц.

2.5 детектор передних углов ARGUS

В силу конструктивных особенностей минимальный угол, перекрываемый детекторными модулями спектрометра ФОБОС, составляет $\Theta \approx 21^\circ$ по отношению к оси пучка, поэтому продукты ядерных реакций, вылетающие под меньшими углами, не могут быть зарегистрированы. Для регистрации таких фрагментов спектрометр был оснащен детектором передних углов, являющимся несколько модифицированным вариантом детектора ARGUS [70]. Он представляет собой мозаику из 92 фосвич-детекторов, составляющих 6 концентрических колец, расположенных вокруг оси пучка. Геометрические характеристики детекторных колец приведены в таблице А.3 Приложения. Каждый фосвич детектор представляет собой комбинацию из “быстрого” пластикового сцинтиллятора NE102a (Pilot-U) толщиной 0.5 мм, и “медленного” сцинтиллятора на основе ВГО-кристалла ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) толщиной 20 мм.

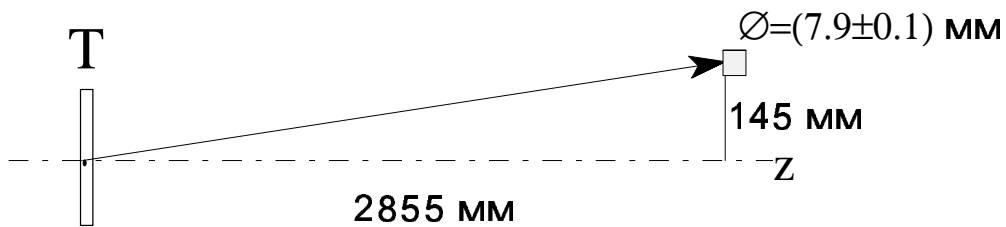


Рис. 2.6: Геометрия монитора пучка: z – ось пучка, Т – мишень.

отношению к сечению резерфордского рассеяния спектрометр ФОБОС был оснащен монитором упруго рассеянных ядер, который представляет собой небольшой ($\varnothing 7.9$ мм) сцинтилляционный детектор, установленный под углом $\Theta = 2.9^\circ$ по отношению к оси пучка (рис. 2.6). От вакуумного объема спектрометра монитор отделен тонкой стальной пластиной, благодаря чему обеспечивается регистрация лишь упруго рассеянных (т.е. высокоэнергетичных) ядер пучка.

Глава 3

Обработка многопараметрических данных, полученных с помощью спектрометра ФОБОС в экспериментах $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ}) + ^{197}\text{Au}$, $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ}) + ^{232}\text{Th}$ и $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ}) + ^{248}\text{Cm}$ на примере реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ}) + ^{248}\text{Cm}$

Настоящая глава посвящена описанию методики калибровки газонаполненных детекторов спектрометра ФОБОС и способов восстановления массы заряженных продуктов ядерных реакций по измеряемым в эксперименте параметрам на примере реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ}) + ^{248}\text{Cm}$. Обработка данных, накопленных при помощи сцинтилляционной оболочки спектрометра ФОБОС, подробно представлена в работе [67] и в настоящей работе не рассматривается.

3.1 детали экспериментов

Эксперименты выполнялись в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова. Пучки тяжелых ионов ускорялись при помощи изохронного циклотрона У-400М Лаборатории. Ток пучка составлял $I = 0.5 \div 2.5 \text{ нА}$. В экспериментах измерялись время пролета, кинетическая энергия и направление вылета каждого фрагмента. Газонаполненная оболочка спектрометра ФОБОС, при

помощи которой были получены анализируемые в настоящей работе данные, позволяет регистрировать фрагменты с зарядами $Z > 2$, вылетающие под углами $28^\circ < \Theta_{\text{lab}} < 152^\circ$ по отношению к оси пучка в лабораторной системе координат.

В экспериментах использовались следующие мишени:

1. Au толщиной 180 мкг/см^2 на углеродной подложке толщиной 50 мкг/см^2
2. Au толщиной 300 мкг/см^2 на алюминиевой подложке толщиной 50 мкг/см^2
3. ThF₄ толщиной 300 мкг/см^2 на подложке из Al₂O₃ толщиной 40 мкг/см^2
4. Cm(OH)₃ толщиной 150 мкг/см^2 на углеродной подложке толщиной 50 мкг/см^2

Нормали к плоскости мишени ориентировались в направлении $\Theta_{\text{T}} = 26.6^\circ$, $\varphi_{\text{T}} = 90^\circ$ (в экспериментах N+Au,Th) и $\Theta_{\text{T}} = 31^\circ$, $\varphi_{\text{T}} = 169^\circ$ (в эксперименте Ar+Cm).

3.2 калибровка детекторов

Первый этап в обработке результатов любого эксперимента состоит в контроле стабильности всех измеряемых параметров за время проведения эксперимента и, в случае необходимости, внесении соответствующих корректировок. Этот этап подробно не описан в настоящей работе, т.к. при проведении соответствующего анализа было установлено, что стабильность всех измеряемых параметров была вполне удовлетворительной, а те поправки, которые пришлось вносить (связанные с изменением коэффициентов усиления отдельных электронных блоков, изменением временной задержки во временном тракте, нестабильностью работы отдельных блоков регистрации координаты попадания частицы в детектор) являются тривиальными и не заслуживают внимания. Первая проблема, существенно влияющая на качество экспериментальных данных, связана с нестабильностью временного сигнала высокой частоты циклотрона. Описанию процедуры временной корректировки и посвящен следующий раздел.

временная корректировка

Как указывалось в главе 2, измерение времени пролета фрагмента организовано таким образом, что в качестве сигнала СТАРТ служит временной сигнал от ПЧЛС, а сигнал СТОП формируется от высокой частоты (ВЧ) циклотрона. Была обнаружена нестабильность интервала времени между моментом прихода ядра-снаряда на мишень и сигналом ВЧ циклотрона. Для контроля и корректировки временных параметров использовался временной сигнал от монитора пучка (детектор упруго рассеянных ядер пучка), а также от переднего детектора ARGUS.

использование монитора пучка

На рис. 3.1 изображена матрица *время-энергия*, накопленная за время всего эксперимента (время – промежуток времени между моментом попадания упруго рассеянного снаряда в монитор пучка и сигналом ВЧ циклотрона; энергия – энергия, измеренная монитором пучка). В идеальном случае эта матрица должна представлять собой небольшое пятно, размеры которого определялись бы разрешением детектора, флуктуациями потерь энергии фрагментов в стальной пластине и немоноэнергетичностью пучка. Наблюдаемая же форма обусловлена, по крайней мере, двумя причинами. Во первых, “хвосты” в распределении связаны с рассеянием частиц пучка на конструктивных элементах ионопровода на различных расстояниях до мишени. Такие процессы приводят к уменьшению энергии снаряда-мишени и, следовательно, к увеличению времени пролета (временная шкала на рис. 3.1 направлена справа налево). Во-вторых, появление дискретных пиков связано с упоминавшейся выше временной нестабильностью работы ускорителя. Отклонение ΔT временной привязки от некоторого среднего значения изображено на рис. 3.3 как функция времени измерения за весь период эксперимента (порядка двух недель). Для построения приведенной зависимости использовались только события, лежащие внутри прямоугольника, изображенного на рис. 3.1. Видно, что гуляние временной привязки составляет ± 6 нс, или $\sim 12\%$ от времени пролета типичного фрагмента деления. На рис. 3.3b изображена дисперсия распределения временной привязки, определенная по той же выборке, по которой определялось значение ΔT . Значение среднего и дисперсии временного спектра на рис. 3.3 определялось по выборке размером в 250 событий. Такой объем выборки был подобран экспериментально как наиболее оптимальный

с точки зрения статистики и времени набора выборки.

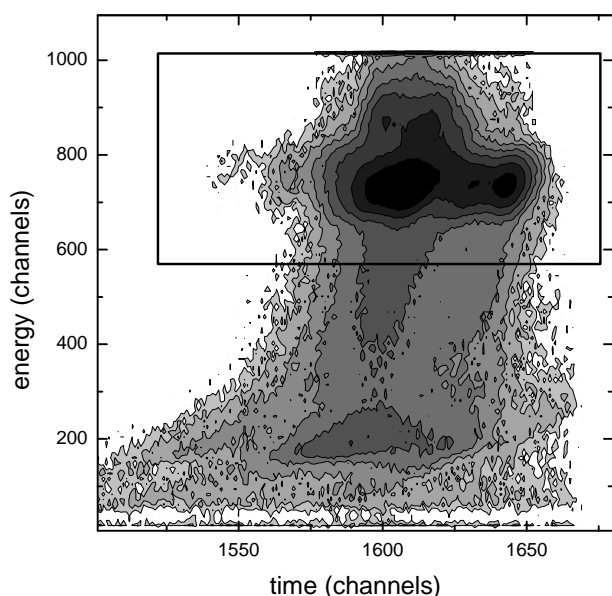


Рис. 3.1: Матрица время-энергия, накопленная при помощи монитора пучка за время проведения всего эксперимента. Выход дан в логарифмическом масштабе.

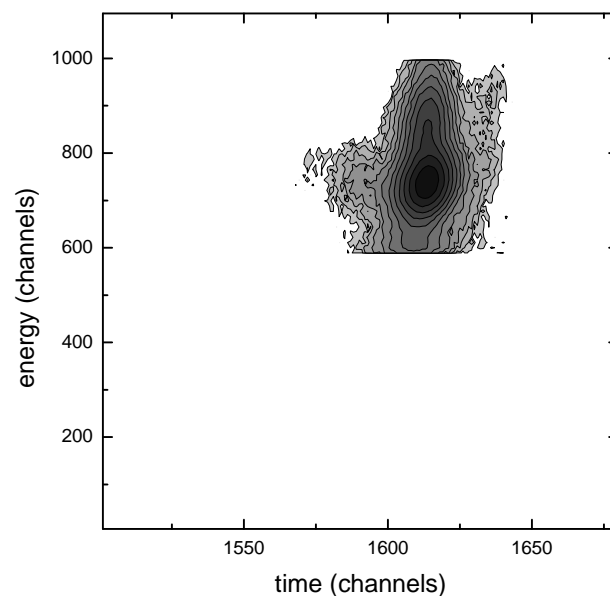


Рис. 3.2: Та же матрица, что на рис. 3.1, после внесения временной поправки.

Процедура внесения временной поправки состоит в линейном сдвиге всех временных параметров, измеряемых в эксперименте, на величину ΔT . Дисперсия временного распределения используется для идентификации таких ситуаций, когда изменение временной привязки происходило непосредственно в процессе набора самой выборки. Экспериментальные данные, соответствующие интервалам измерения, в которых ширина временного распределения на половине высоты превышала 2.8 нс, исключались из последующего анализа данных эксперимента. Такие интервалы связаны с сильной нестабильностью ВЧ циклотрона и выполнение удовлетворительной временной корректировки в рамках описанного подхода не представляется возможным. Использование указанного порога приводит к отбрасыванию примерно 10% накопленных в эксперименте событий.

Матрица время-энергия после внесения временной поправки приведена на рис. 3.2. Временной спектр до и после внесения временной поправки представлен на рис. 3.4. Ширина на полувывоте временного спектра после внесения поправки составляет ~ 2.0 нс. Из этой величины уже можно сделать оцен-

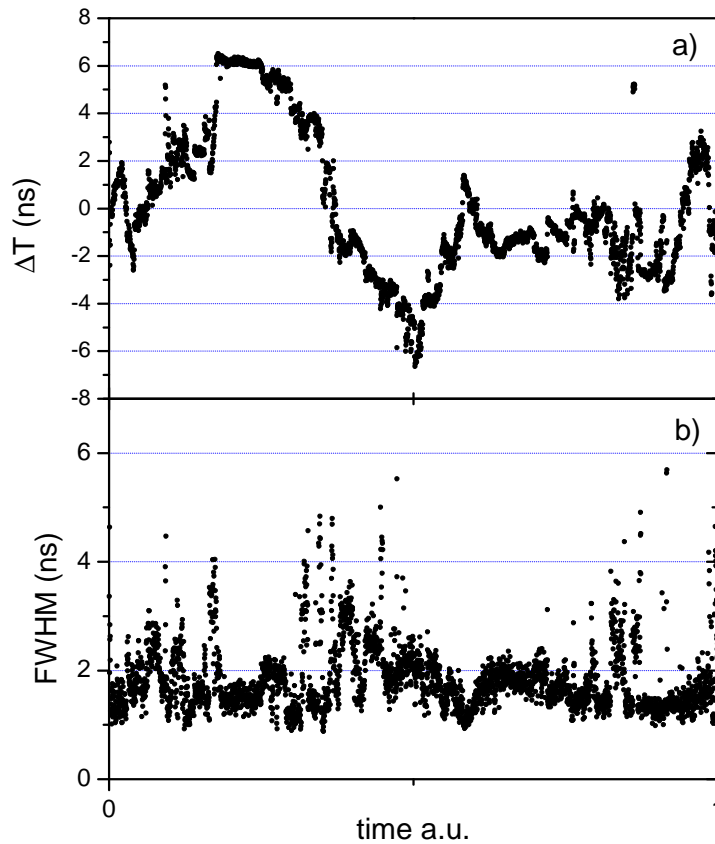


Рис. 3.3: а) Отклонение временной привязки от среднего значения за весь период измерения; б) дисперсия распределения временной привязки для различных моментов времени измерения. Каждая точка соответствует выборке объемом 250 событий.

ку предельного массового разрешения. Так, например, для типичного фрагмента деления с массой 100 а.е.м. и скоростью 1 см/нс ожидаемое массовое разрешение будет не лучше, чем $\sigma_M = 3.4$ а.е.м.

использование переднего детектора ARGUS

Альтернативный вариант определения значения временной поправки состоит в использовании переднего детектора ARGUS. Эта методика рассматривается здесь еще и потому, что часть экспериментальных данных была накоплена без монитора пучка, поэтому детектор ARGUS – это, пожалуй, единственная приемлемая альтернатива в данном случае. В противном случае можно было бы попытаться анализировать непосредственно временные спектры от ПЧЛС, однако такой подход заведомо дал бы худший результат в плане временного разрешения, поэтому здесь он рассматриваться не будет.

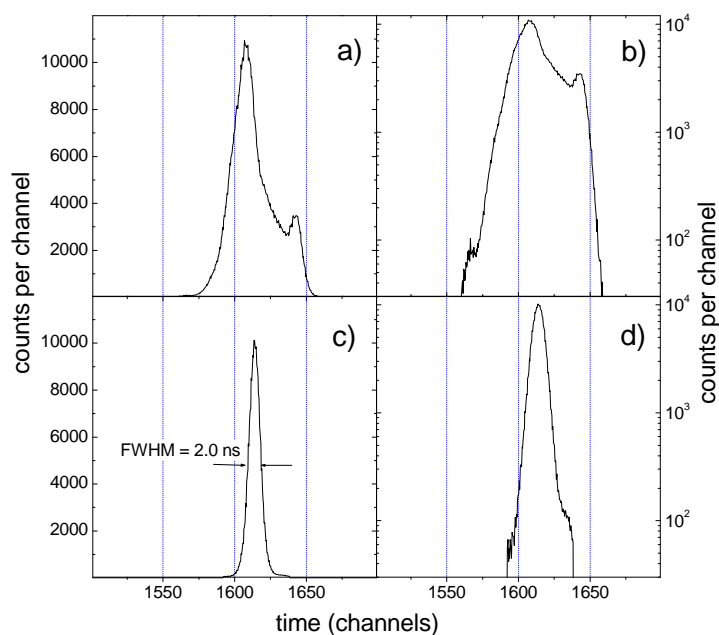


Рис. 3.4: Временной спектр до (a,b) и после (c,d) внесения временной поправки.

Для выполнения временной корректировки использовались события, в которых детектором ARGUS регистрировались высокоэнергетические α -частицы. Такие события отбирались при помощи графического условия отбора, изображенного на рис. 3.5. На рис. 3.6 приведено сравнение значений временных поправок, полученных при использовании монитора пучка и одного из детекторов ARGUS. Наблюдается очень хорошее согласие результатов, получаемых при использовании различных методик.

Временной спектр до и после внесения временной поправки, определенной с помощью детектора ARGUS, приведен на рис. 3.7. Временное разрешение после корректировки составляет в этом случае ~ 1.8 нс (FWHM), что сравнимо с полученным ранее значением.

Следующим этапом обработки накопленной экспериментальной информации является калибровка детекторов.

координатная калибровка

В координатном спектре лавинного счетчика, накопленном с условием, что заряженная частица попадает в БИК, отчетливо проявляется геометрическая структура, обусловленная тенью от поддерживающей решетки входного окна

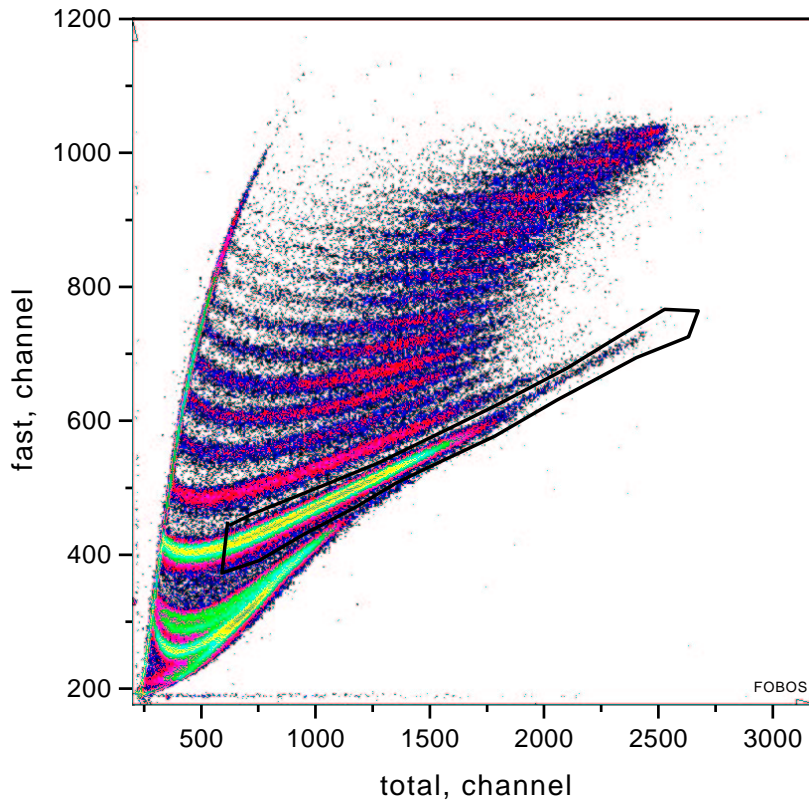


Рис. 3.5: Матрица *быстрая компонента-интегральный сигнал* фосвич-детектора. Графическим условием отбора выделены α -частицы, используемые для определения временной поправки.

БИК (см. рис. 3.8). Выполнение абсолютной координатной калибровки основано на подборе положения центра и коэффициентов растяжения K_x и K_y геометрического образа решетки до совпадения со структурой на рис. 3.8. При этом используется лишь визуальный контроль подбора параметров, количественный критерий не разрабатывался. У некоторых детекторов наблюдалась небольшая нелинейность коэффициентов растяжения, однако, корректировка нелинейности не проводилась в силу малости эффекта. Таблица полученных калибровочных коэффициентов А.2 приведена в Приложении.

идентификация заряда частицы

Типичная матрица E_R - BP , накопленная в эксперименте, где E_R – остаточная энергия частицы, выделившаяся в БИК, BP – высота брэгговского пика, приведена на рис. 3.13а. Идентификация заряда фрагментов возможна лишь

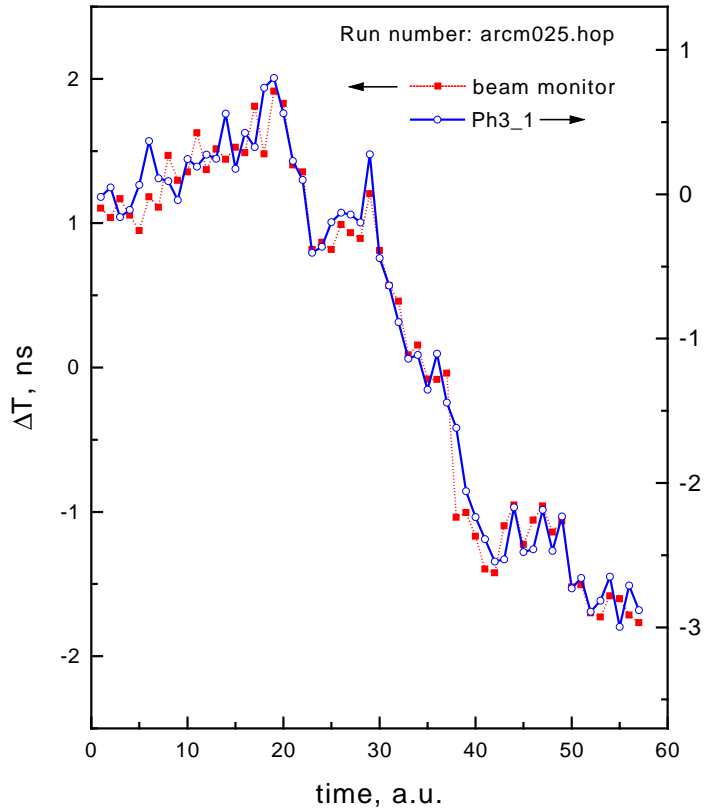


Рис. 3.6: Значение временной поправки, определенное различными методиками: с помощью монитора пучка (черные символы) и с помощью фосвича P3-1 детектора ARGUS (открытые символы).

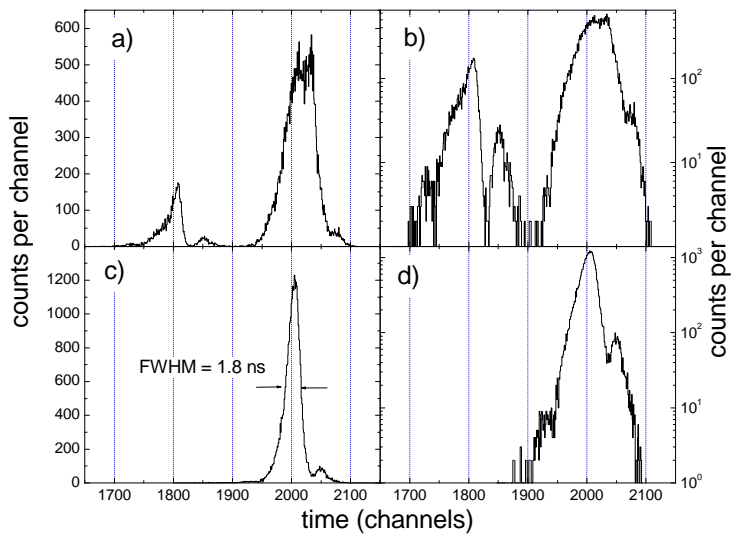


Рис. 3.7: Временной спектр до (a,b) и после (c,d) внесения временной поправки, определенной с использованием детектора ARGUS.

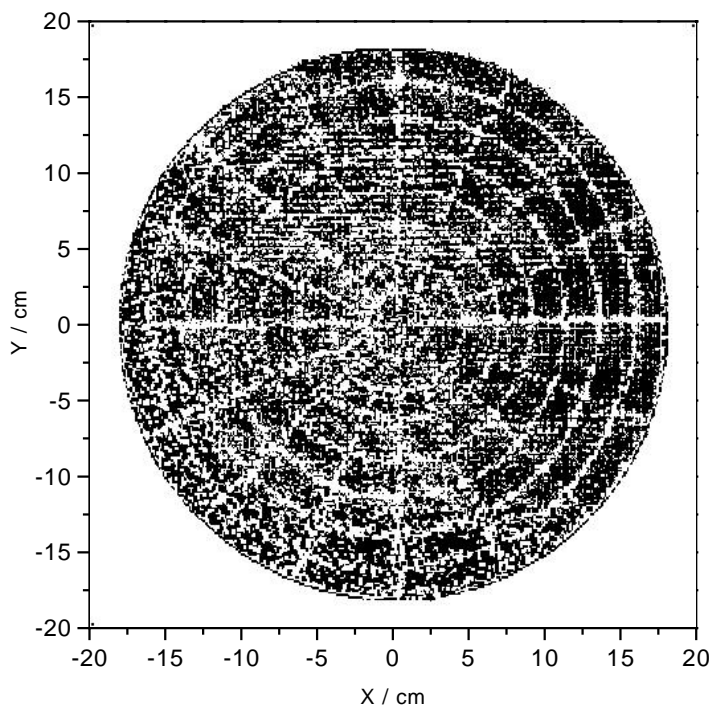


Рис. 3.8: Координатный спектр ПЧЛС, накопленный с условием, что заряженная частица попадает в БИК.

в определенном диапазоне энергией, зависящем, в свою очередь, от заряда самого фрагмента. Для идентификации заряда необходимо, чтобы максимум плотности ионизации вдоль трека частицы в рабочем газе БИК (пик Брэгга) находился в рабочем объеме ионизационной камеры (т. е. между катодом и сеткой Фриша). В этом случае сигнал VP не зависит от энергии и в матрице E_R - VP частицы разделяются по заряду. Заряды таких фрагментов идентифицируются путем выставления графических условий отбора, как показано на рис. 3.9. Выставлением графического окна VP_PATT выделяются высокоэнергетические частицы, не затормозившиеся в рабочем объеме БИК. Внутри этого окна идентификация заряда частиц оказывается неоднозначной. Зависимость сигнала VP от заряда частицы (Z) (см. рис. 3.10) является слегка нелинейной, причем тип нелинейности одинаков для всех модулей и наблюдается только при малых Z . Для больших Z зависимость имеет линейный характер. Как видно из рис. 3.13б, частицы хорошо разделяются по заряду вплоть до $Z = 25$. Эта граница оказывается различной для различных детекторов. В области больших Z выставление графических окон для некоторых модулей затруднено из-за недостаточного зарядового разрешения, поэтому

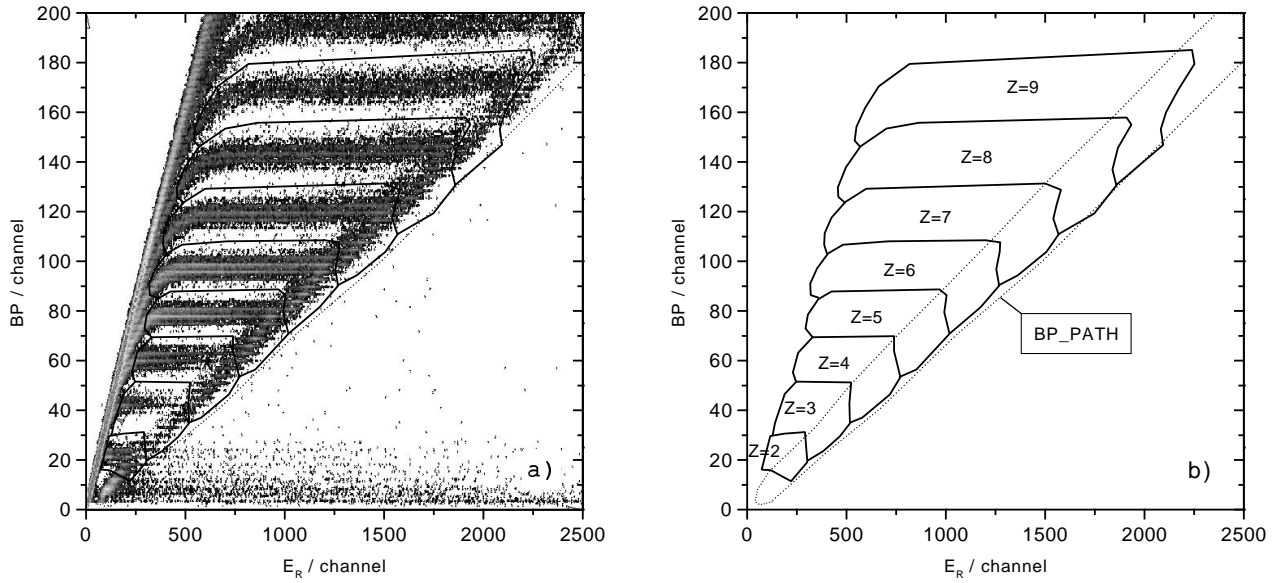


Рис. 3.9: Пример выставления графических условий отбора для идентификации заряда частицы. Окошком BP_PATH выделены частицы, не остановившиеся в рабочем объеме БИК.

заряды частиц в этой области определяются путем линейной экстраполяции зависимости $Z(BP)$.

координатная коррекция высоты брэгговского пика

Было установлено, что величина сигнала BP зависит от угла попадания частицы в БИК (см. рис. 3.11). Причину существования такой зависимости легко понять из рис. 3.12, на котором изображено распределение плотности ионизации ρ вдоль трека заряженной частицы, влетевшей в БИК под углом α по отношению к нормали детектора. Электроны, образовавшиеся в результате ионизации газа, будут двигаться к аноду в однородном электрическом поле под углом α к траектории частицы и индуцируют при этом сигнал амплитудой $BP = \rho_0 / \cos(\alpha)$. Энергетический же сигнал, пропорциональный интегральному заряду электронов ионизации, очевидно не зависит от угла α . Таким образом, корректировка сигнала BP осуществляется путем его умножения на фактор $\cos(\alpha)$. Качественное улучшение зарядового разрешения в матрице $BP-E_R$ можно наблюдать из сравнения рисунков 3.13а и 3.13б.

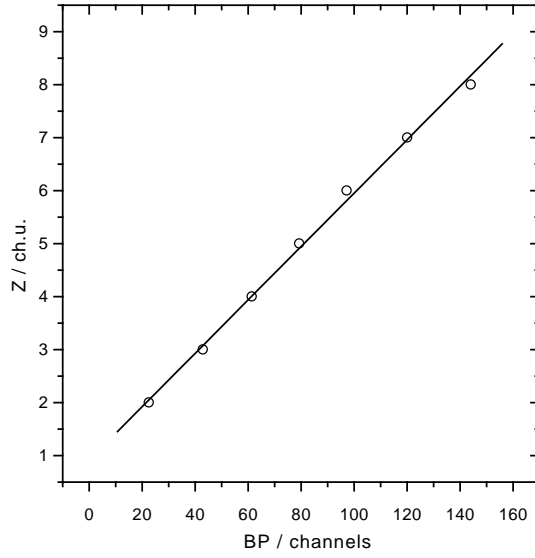


Рис. 3.10: Зависимость сигнала BP от заряда частицы Z ; сплошная линия – результат фиттирования линейной функцией.

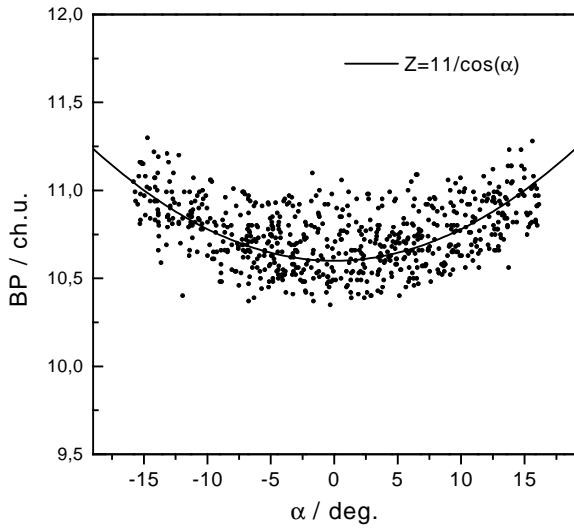


Рис. 3.11: Корреляция между высотой брэгговского пика BP и углом попадания частицы в БИК.

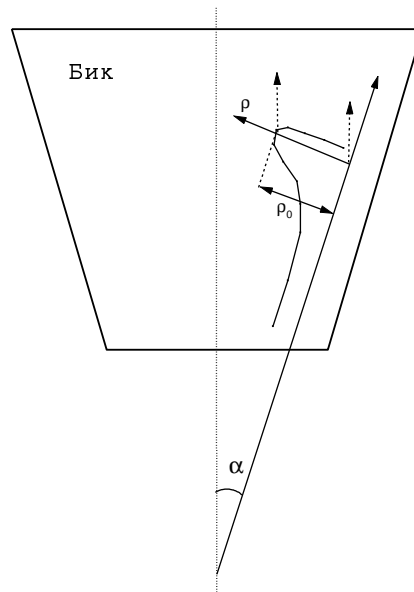


Рис. 3.12: Схема, поясняющая причину существования зависимости величины сигнала BP от угла попадания частицы в детектор.

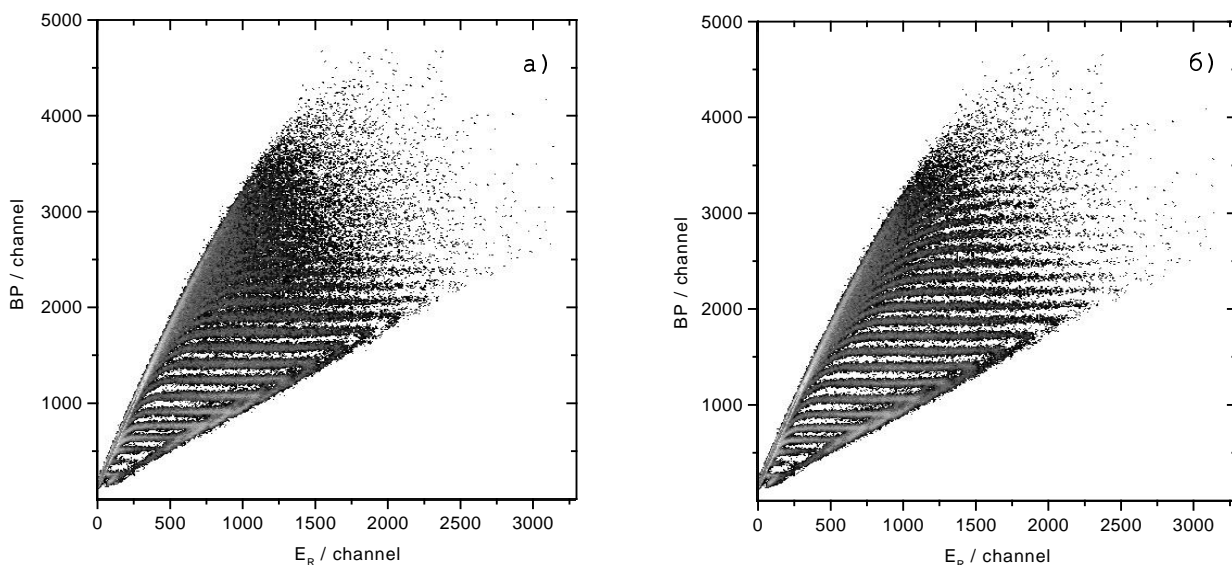


Рис. 3.13: Матрица высота брэгговского пика (BP) – остаточная энергия (E_R) частицы до (а) и после (б) поправки на угол попадания частицы в БИК.

энергетическая калибровка

При использовании газонаполненных детекторов для измерения энергии задача энергетической калибровки существенно упрощается благодаря линейной зависимости измеряемой энергии от кинетической энергии частицы. В этом случае задача энергетической калибровки сводится к определению лишь двух калибровочных коэффициентов. Как отмечалось выше, достоинством брэгговского процессора [71], используемого для обработки сигнала БИК, является гарантия того, что нулевому значению энергии E_R , выделившейся в БИК, соответствует нулевой канал кодировщика. Следовательно, для выполнения энергетической калибровки БИК остается определить лишь один калибровочный коэффициент – энергия/канал. К сожалению, у нас в наших экспериментах не было возможности проводить специальные калибровочные измерения. Несмотря на это, был найден способ определить калибровочные коэффициенты путем “внутренней” калибровки, о которой и пойдет речь ниже.

Идея метода основана на идентификации “поворотных” точек в матрице $BP-E_R$, соответствующих энергиям фрагментов, при которых их пробеги в рабочем газе БИК оказываются равными длине рабочего объема БИК. Исходя из вида зависимости удельных энергетических потерь dE/dx от ко-

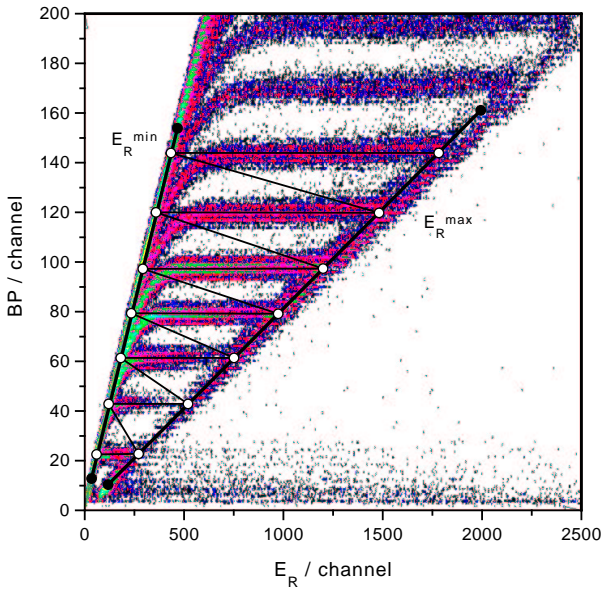


Рис. 3.14: Определение “поворотных” точек E_R^{\max} , соответствующих максимальному энерговыделению в камере для частиц с различными Z .

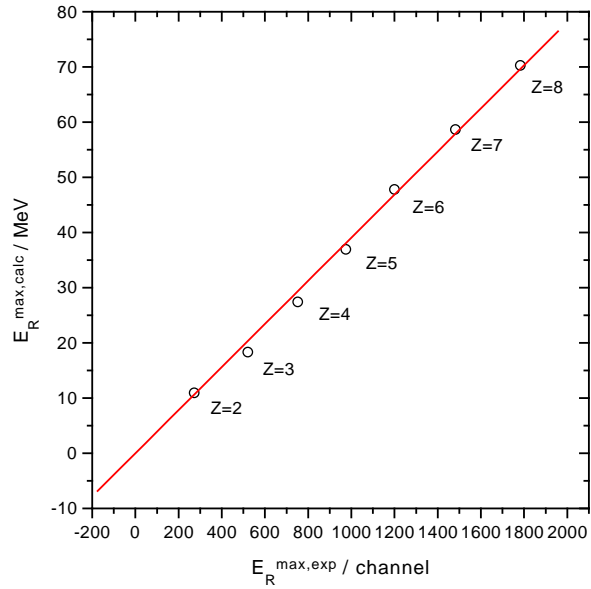


Рис. 3.15: Корреляция между положением “поворотных” точек E_R^{\max} и расчетным значением максимальной энергии, выделившейся в БИК.

ординаты вдоль трека частицы, легко видеть, что эти точки соответствуют максимальному энерговыделению в камере для частиц с фиксированным Z . Зная параметры рабочего газа БИК можно рассчитать величину энерговыделения в камере для частиц с заданными пробегами для различных Z . Из корреляции между измеренной и рассчитанной энергиями в таких точках и определяется искомый калибровочный коэффициент.

Поясним сказанное на конкретном примере. На рис. 3.14 приведен фрагмент матрицы $BP-E_R$, в которой точками E_R^{\max} обозначены идентифицированные “поворотные” точки для фрагментов с различными Z . Корреляция между измеренной энергией $E_R^{\max,exp}$ (в каналах) и расчетной энергией $E_R^{\max,calc}$ для этих точек приведена на рис. 3.15. Расчетные значения были получены при помощи кода STOPOW [72]. Искомый калибровочный коэффициент *энергия/канал* определяется путем линейной регрессии приведенных данных. Определенные таким образом калибровочные коэффициенты приведены в таблице А.2.

Описанный метод калибровки возможен благодаря тому, что в изучаемых реакциях образуются фрагменты промежуточных масс в широком диапазоне

энергий. В противном случае калибровка детекторов оказалась бы затруднительной. Учитывая небольшой выход фрагментов промежуточных масс следует заметить, что для определения поворотных точек требуется достаточно большая статистика событий. Обычно для этого используются интегральные данные со всего эксперимента, поэтому стабильность энергетического тракта спектрометра за период всего эксперимента имеет очень большое значение.

временная калибровка

Калибровка временного тракта состоит в определении двух калибровочных коэффициентов линейного преобразования времени в каналах в время в наносекундах. Цена канала времяцифровых преобразователей определяется при помощи временного генератора и не представляет особых трудностей. Главная задача состоит в определении нулевого канала. Эта проблема решается с использованием зарегистрированных во время эксперимента фрагментов, затормозившихся в рабочем объеме БИК, заряды которых удалось идентифицировать. Массы фрагментов берутся равными значениям масс соответствующих стабильных изотопов (т.е. определяются из корреляции масса-заряд по линии β -стабильности ядер). Зная остаточную энергию частицы E_R , измеренную при помощи БИК, а также толщины материалов, которые частица проходит до регистрации, можно рассчитать ее время пролета TOF^{calc} . Далее, построив корреляцию между расчетным временем пролета TOF^{calc} и экспериментально измеренным TOF^{exp} , можно определить искомый калибровочный коэффициент путем линейной регрессии данных, как показано на рис. 3.16. Полученные таким образом калибровочные коэффициенты приведены в таблице А.2.

Как несложно видеть, качество временной калибровки в таком подходе зависит от того, насколько хорошо была выполнена энергетическая калибровка и от того, насколько правильно были учтены энергетические потери фрагментов во входных окнах газонаполненных детекторов. Следует также заметить, что энергетические потери в мишени на результат влияния не оказывают.

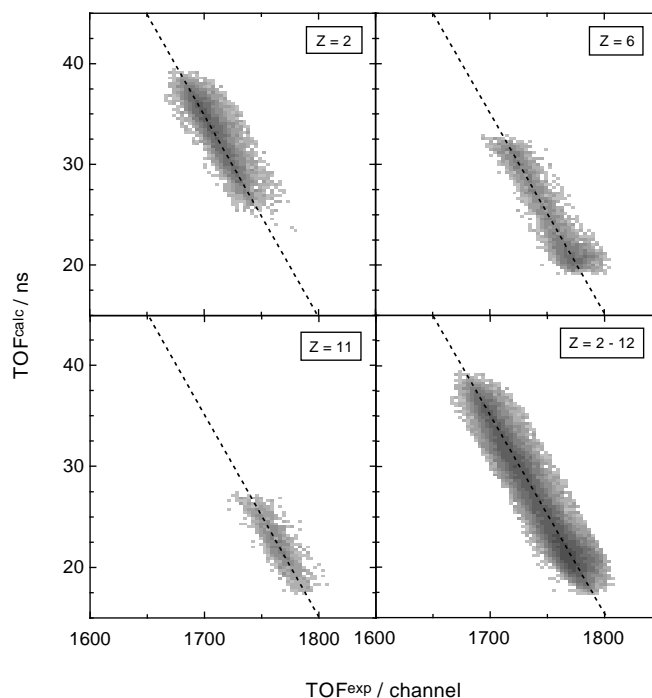


Рис. 3.16: Корреляция между рассчитанным значением времени пролета частицы TOF^{calc} и экспериментальным значением TOF^{exp} . Пунктирные линии – результат проведения линейной регрессии для определения нулевого канала кодировщика.

3.3 восстановление массы фрагментов

Следующим важнейшим этапом в обработке данных эксперимента является восстановление массы фрагментов. Наиболее распространенные методы определения массы фрагментов в совпадательных экспериментах основаны на одновременном измерении скорости и кинетической энергии частицы (так называемый метод $TOF-E$) и на измерении скоростей коррелированных фрагментов деления. Одним из достоинств спектрометра ФОБОС является то, что он позволяет реализовывать одновременно оба метода. Эта возможность с успехом использовалась нами в экспериментах по изучению спонтанного деления актинидов [73]. Метод двух скоростей дает лучшее массовое разрешение для событий, в которых хорошо известно число и суммарная масса фрагментов, на которое распадается ядро. Этот метод, к сожалению, не применим, либо применим с определенными оговорками, в реакциях с участием тяжелых ионов промежуточных энергий, где как число фрагментов, так и масса делящегося ядра заранее неизвестны и зависят от параметра соударения в каждом событии. Возможность восстанавливать массы фрагментов методом $TOF-E$ оказывается большим преимуществом спектрометра ФОБОС при изучении таких реакций.

В силу конструктивных особенностей спектрометра ФОБОС¹, энергия фрагмента, измеряемая БИК, меньше той энергии, с которой фрагмент преодолевал времяпролетное расстояние ℓ , на величину потерь ΔE во входных окнах и рабочем газе газонаполненных детекторов (полный перечень материалов, преодолеваемых фрагментом до регистрации, можно найти на рис. 2.5). Энергетические потери ΔE , в свою очередь, зависят от массы, заряда и энергии фрагмента. Для определения массы A фрагмента, таким образом, необходимо решить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} E_{\text{TOF}}(\text{TOF}, A) &= \frac{A}{2} \cdot \left(\frac{\ell}{\text{TOF}} \right)^2 \\ E_{\text{TOF}}(E_{\text{R}}, A) &= E_{\text{R}} + \Delta E(E_{\text{TOF}}, Z(A)), \end{aligned} \quad (3.1)$$

где E_{TOF} – кинетическая энергия фрагмента в момента начала измерения времени пролета (т.е. энергия на выходе из мишени, см. рис. 2.5). Для фрагментов, заряд которых не может быть определен при помощи БИК, необходимо вводить в систему уравнений 3.1 корреляцию между массой и энергией фрагмента. Для решения системы 3.1 была разработана итерационная процедура, описание которой дано в работе [74]. При событийной обработке экспериментальных данных итерационная процедура не использовалась. Вместо этого использовался подход, требующий значительно меньших затрат процессорного времени, детали которого описаны ниже.

Предварительно при помощи программы моделирования создается идентификационная матрица $Z(\text{TOF}, E_{\text{R}})$, в ячейки которой записываются значения заряда Z фрагмента с соответствующими значениями времени пролета TOF и энергии E_{R} , измеряемой БИК. Эта матрица служит для определения зарядов фрагментов по значениям экспериментально измеренных времени пролета TOF и остаточной энергии E_{R} . Из рис. 2.5, 3.12 можно видеть, что как время пролета, так и измеренная энергия зависят от угла α , под которым фрагмент попадает в детекторный модуль. Следовательно, идентификационная матрица является еще и функцией этого угла: $Z = Z(\text{TOF}, E_{\text{R}}, \alpha)$. Максимальный раствор детекторного модуля составляет $\alpha_{\text{max}} = \pm 16.5^\circ$, поэтому эффективная толщина слоев, преодолеваемых фрагментом, может варьироваться в пределах одного модуля не более, чем на 4.5% по сравнению с

¹ время пролета и энергия фрагмента измеряются двумя различными детекторами, отделенными друг от друга “мертвыми” слоями

входом частицы в детектор по нормали. Следовательно, для достижения хорошей точности в идентификационной матрице вполне достаточно иметь относительное небольшое число узловых точек по параметру α . В практической реализации нами использовалось всего пять диапазонов угла α . Окончательное значение заряда фрагмента определяется путем линейной интерполяции между узлами идентификационной матрицы, окружающими экспериментальную точку ($\text{TOF}^{\text{exp}}, R_{\text{R}}^{\text{exp}}, \alpha^{\text{exp}}$).

Поскольку энергетические потери фрагментов деления во входных окнах детекторного модуля могут достигать достаточно больших значений (до 50% от начальной энергии E_{TOF}), то ключевую роль при восстановлении массы фрагментов играет прецизионность данных для расчета энергетических потерь. Для расчетов нами использовался код STOROW [72], реализующий слегка модифицированный алгоритм Зиглера [75]. Детальный анализ расчетных значений пробегов фрагментов показал, что так называемые $Z1$ -осцилляции, наблюдаемые для фрагментов с большими Z в области кэВ-ных энергий [76], оказываются переоцененными для энергий $E/A \leq 1$ МэВ/А. Это хорошо можно видеть из рассчитанной на основе таких данных корреляции между временем пролета и измеренной энергией, приведенной на рис. 3.17. Поскольку некоторые ветви для различных Z пересекаются, то в таких областях однозначного решения системы уравнений 3.1 не существует. При помощи специально проведенных тестовых измерений с использованием спонтанно делящегося источника ^{252}Cf удалось устранить существующую неоднозначность путем введения соответствующих поправок в исходные таблицы пробегов фрагментов [77]. Матрица, рассчитанная на основе модифицированных данных, не содержит указанного недостатка (рис. 3.18).

После того, как масса A и времяпролетная энергия E_{TOF} определены, остается определить начальную энергию фрагмента E_0 , которая отличается от E_{TOF} на величину энергетических потерь в материале мишени ΔE_{T} : $E_0 = E_{\text{TOF}} + \Delta E_{\text{T}}$. Поскольку масса фрагмента и его кинетическая энергия на выходе из мишени известны, то определить ΔE_{T} теперь не составляет труда. Это делалось на пособытийной основе с учетом угла вылета фрагмента по отношению к нормали мишени. После этого можно определить остальные интересующие нас начальные кинематические параметры фрагментов (начальную скорость, начальный импульс).

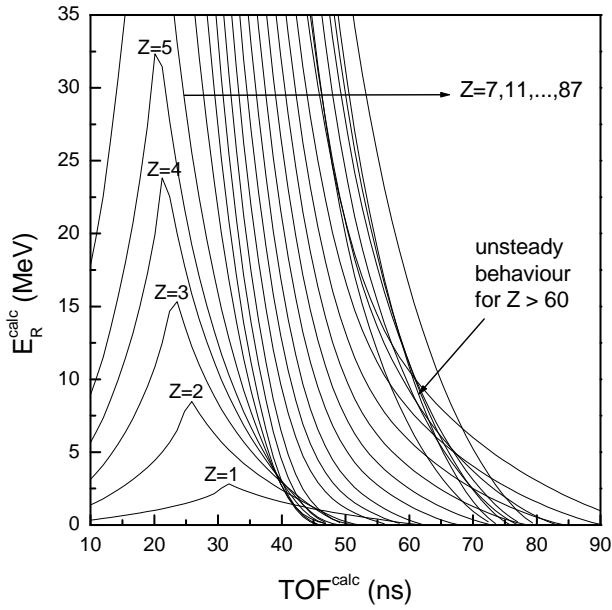


Рис. 3.17: Корреляция между расчетными значениями времени пролета TOF^{calc} и энергией в БИК E_R^{calc} для фрагментов с различными Z .

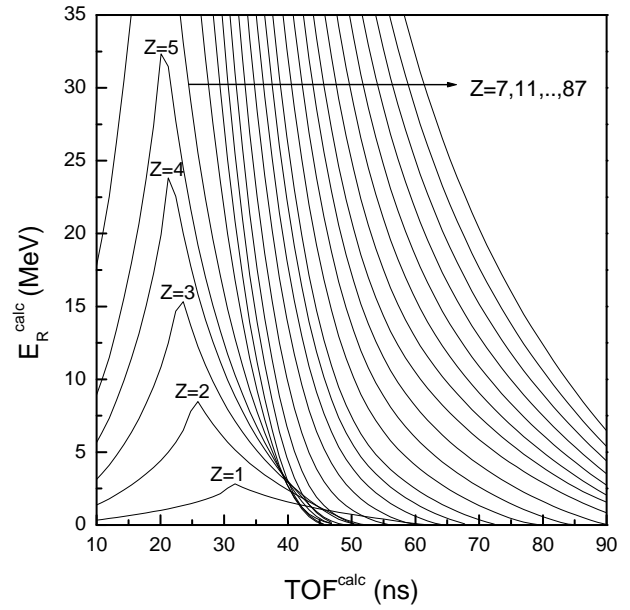


Рис. 3.18: То же, что на рис. 3.17 при использовании модифицированных пробегов фрагментов.

3.4 отбор событий

Теперь, когда кинематические характеристики каждого фрагмента определены, можно приступать к определению характеристик, относящихся к событию целиком.

объект исследования

Несмотря на высокий акцептанс спектрометра ФОБОС, эффективность регистрации продуктов ядерной реакции далека от ста процентов. Наглядное представление о геометрической эффективности газонаполненной оболочки спектрометра можно получить из рис. 3.19, на котором изображена корреляция между полярным Θ_{lab} и азимутальным ϕ_{lab} углами вектора скорости зарегистрированных фрагментов в лабораторной системе координат. Белые поля на этом рисунке соответствуют недоступным для регистрации зонам между детекторными модулями, тени от мишени, а также входного и выходного отверстий для пучка. Помимо этого, часть модулей в эксперименте использовалась без газонаполненных детекторов для уменьшения порога реги-

страции сцинтилляционной оболочки. На приведенном рисунке также можно видеть тень, отбрасываемую детектором ARGUS при $\Theta_{\text{lab}} < 30^\circ$. Помимо геометрической эффективности, ограничивающей эффективность регистрации продуктов ядерных реакций, еще следует не забывать и тот факт, что нейтроны и легкие заряженные частицы вовсе не регистрируются газонаполненной оболочкой. Кроме этого, для ядерных реакций, индуцированных тяжелыми ионами промежуточных энергий, характерно образование предравновесных частиц, которые испускаются на ранних стадиях реакции и имеют угловое распределение сильно направленное вперед – в область, которая, как видно из рис. 3.19, не перекрывается газонаполненными детекторами. Из этого можно видеть, что конструкция спектрометра ФОБОС не позволяет изучать процессы, происходящие на ранних этапах ядерных реакций, а высокая геометрическая эффективность в лабораторной системе координат делает спектрометр ФОБОС уникальным инструментом для исследования характеристик распада составной системы в прямой кинематике. Для реализации наиболее благоприятных экспериментальных условий при изучении таких распадов нами выбирались сильно асимметричные комбинации снаряд-мишень, такие как, например, $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, или $^{14}\text{N} + ^{232}\text{Th}$. В этом случае переносные скорости оказываются небольшими, вследствие чего сильной фокусировки вперед фрагментов распада не происходит. Кроме этого, при использовании асимметричных комбинаций снаряд-мишень составная система образуется с угловыми моментами, меньшими критических, что дает возможность изучать динамику деления. В противном случае образование составной системы было бы затруднено из-за высоких центробежных сил. И, наконец, такие комбинации снаряд-мишень не создают проблем при разделении событий деления составной системы от событий реакций глубоконеупругих столкновений. Объектом нашего интереса в дальнейшем будут характеристики образования и распада составной системы в реакциях неполного слияния бомбардирующего иона с ядром-мишенью.

отбор полных событий

С учетом того, что легкие частицы не регистрируются газонаполненной оболочкой, все зарегистрированные события, строго говоря, будут заведомо неполными. Поэтому поясним, что мы понимаем под полными событиями. Полными событиями будем называть такие события, в которых зарегистриро-

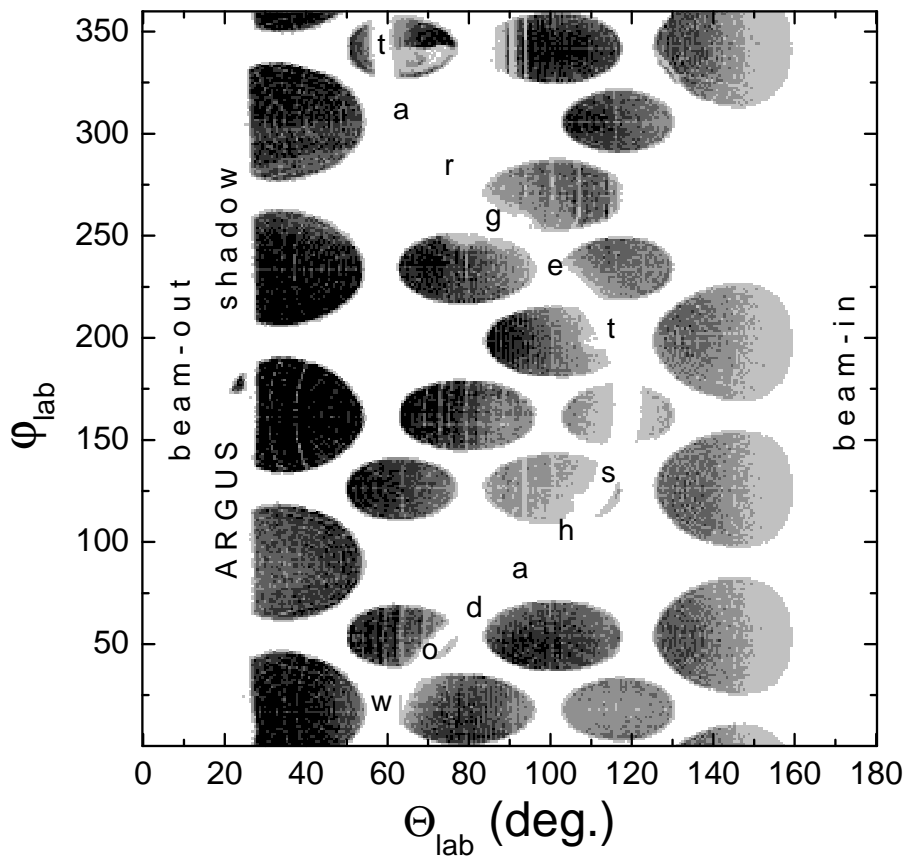


Рис. 3.19: Корреляция между полярным Θ_{lab} и азимутальным ϕ_{lab} углами вектора скорости фрагментов в лабораторной системе координат. Белые поля соответствуют “мертвым” зонам, в которых фрагменты не регистрируются.

ваны все массивные фрагменты распада составной системы (т.е. фрагменты тяжелее фрагментов промежуточной массы). Простейший способ организовать отбор таких событий – это ввести ограничение снизу на суммарную массу зарегистрированных фрагментов. Однако, если учесть, что суммарная масса фрагментов зависит от начальной энергии возбуждения составной системы, то можно предложить более аккуратный критерий отбора, речь о котором и пойдет ниже. Характеристики составной системы, очевидно, зависят от прицельного параметра соударения бомбардирующего иона с ядром мишенью. В области промежуточных энергий периферийные соударения приводят к образованию составной системы с низкими энергиями возбуждения, соответственно, скорость отдачи в таких случаях также мала. При лобовых столкновениях, когда в процессе соударения принимают участие максимум нуклонов обоих ядер, составная система образуется с большими начальными энергиями возбуждения, а ее переносная скорость близка к максимально возможной (максимальная скорость отдачи достигается при полном слиянии бомбардирующего иона с мишенью). Таким образом, в качестве параметра, пропор-

ционального энергии возбуждения составной системы, можно использовать ее скорость отдачи. На основе характеристик зарегистрированных фрагментов распада эта величина может быть определена как скорость центра масс фрагментов:

$$\vec{v}_{\text{CM}} = \frac{\sum_i A_i \vec{v}_i}{\sum_i A_i}, \quad (3.2)$$

где суммирование ведется по всем фрагментам, зарегистрированным в событии. Корреляция между суммарной массой A_{tot} и проекцией вектора \vec{v}_{CM} на ось пучка приведена на рис. 3.20. Хорошо наблюдается тенденция уменьшения суммарной массы фрагментов с ростом $\vec{v}_{\text{CM},z}$. Согласно современным представлениям [16], деление атомного ядра является медленным процессом, поэтому еще до разделения на два массивные фрагмента ядро успевает значительно охладиться, испуская нуклоны и составные частицы. Кроме этого, фрагменты деления обычно рождаются возбужденными и также снимают свое возбуждение путем эмиссии нуклонов. Все это и приводит к наблюдаемой на рис. 3.20 корреляции между A_{tot} и \vec{v}_{CM} . Для отбора полных событий использовалось графическое условие отбора, показанное сплошным контуром на рис. 3.20. При использовании такого условия отбора забраковывается 24% событий, зарегистрированных газонаполненной оболочкой с множественностью 2. Дополнительное условие отбора можно наложить на составляющую суммарного импульса фрагментов, перпендикулярную оси пучка. Это условие отбора накладывалось исходя из тех соображений, что импульс отдачи незарегистрированного массивного фрагмента может приводить к существенному отклонению импульса составной системы от направления оси пучка. Накладывание ограничения на поперечную составляющую суммарного импульса в 2500 ГэВ/с (рис. 3.21) приводит к дополнительной забравке 3% событий. Таким образом, использование обоих условий отбора приводит к отбрасыванию 27% процентов событий, зарегистрированных газонаполненной оболочкой спектрометра ФОБОС с множественностью 2.

режекция событий спонтанного деления

События спонтанного деления ^{248}Cm , случайно регистрируемые в эксперименте $^{40}\text{Ar} + ^{248}\text{Cm}$, являются фоновыми событиями, поэтому необходим критерий идентификации таких событий. Использованный нами критерий основан на анализе углов разлета фрагментов. Система координат, в которой про-

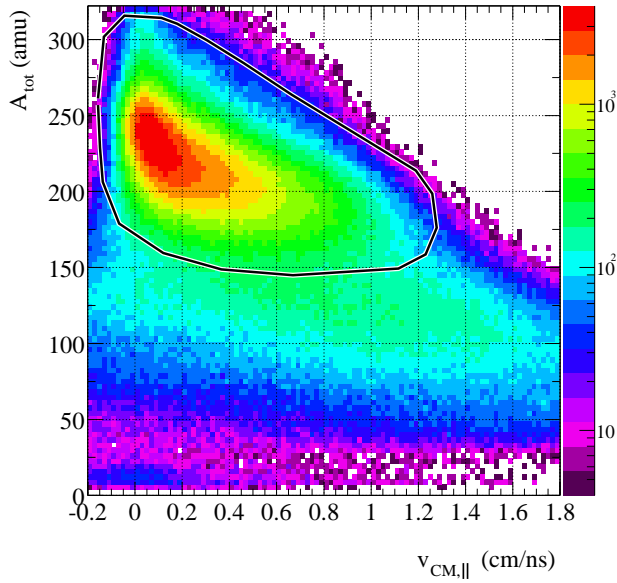


Рис. 3.20: Корреляция между проекцией скорости центра масс фрагментов на ось пучка и суммарной массой фрагментов. Полигон – графический критерий отбора событий.

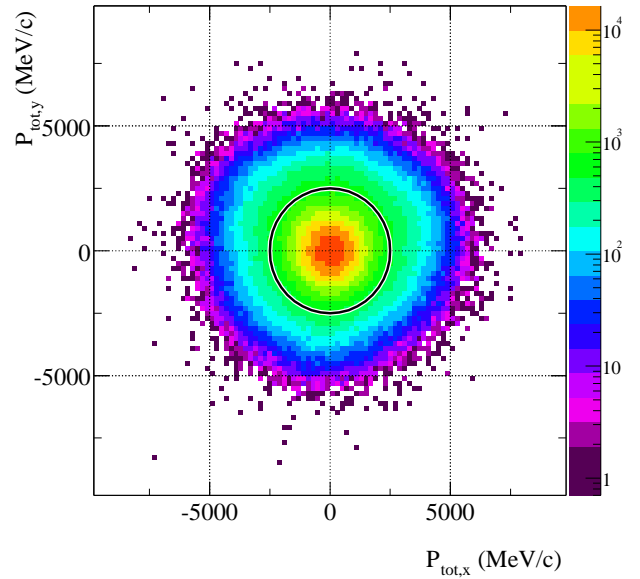


Рис. 3.21: Корреляция между проекциями суммарного импульса фрагментов на плоскость, перпендикулярную оси пучка. Окружность – графическое условие отбора событий.

водился анализ, представлена на рис. 3.22. На этом рисунке единичные векторы \vec{v}_1 и \vec{v}_2 указывают направления эмиссии фрагментов в лабораторной системе координат. Нумерация частиц непринципиальна. В нашем анализе нумерация основана на нумерации детекторных модулей: частица с индексом “1” попадает в детекторный модуль с меньшим порядковым номером. Плоскость α строится перпендикулярно вектору \vec{v}_1 . В плоскости α задаем декартову систему координат x - y , причем направление оси x этой системы определяем из векторного произведения: $\vec{e}_x = [\vec{v}_1, \vec{e}_z]$, где \vec{e}_z – направление оси пучка. В сконструированной таким образом системе координат будем анализировать распределение компонент проекции вектора \vec{v}_2 на плоскость α , то есть величин $(\sin(\Theta) \cos(\phi), \sin(\Theta) \sin(\phi))$. Корреляция этих величин приведена на рис. 3.23. Аналогичная корреляция только для событий спонтанного деления ^{248}Cm , специально накопленных при отсутствии пучка, приведена на рис. 3.24.

Событиям спонтанного деления соответствуют события, лежащие в окрестности начала координат. Таким образом, фон от событий спонтанного деления можно существенно подавить исключением событий в окрестности

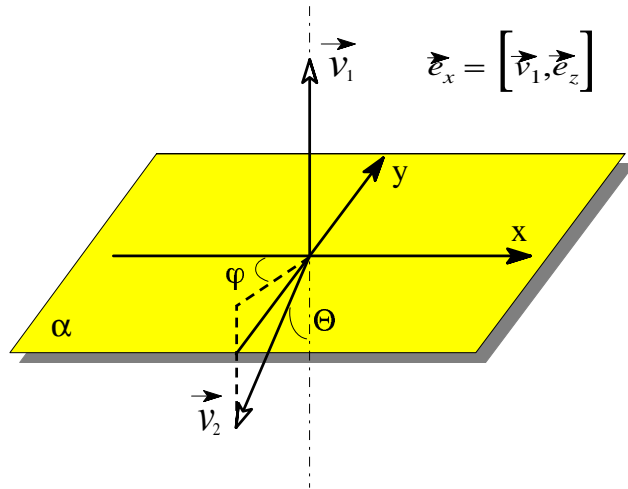


Рис. 3.22: Система координат, использованная для режекции событий спонтанного деления ^{248}Cm . Векторы \vec{v}_1 и \vec{v}_2 указывают направления разлета фрагментов; плоскость α перпендикулярна вектору \vec{v}_1 ; \vec{e}_z – направление оси пучка; x - y декартова система координат в плоскости α , выбранная таким образом, что $\vec{e}_x = [\vec{v}_1, \vec{e}_z]$.

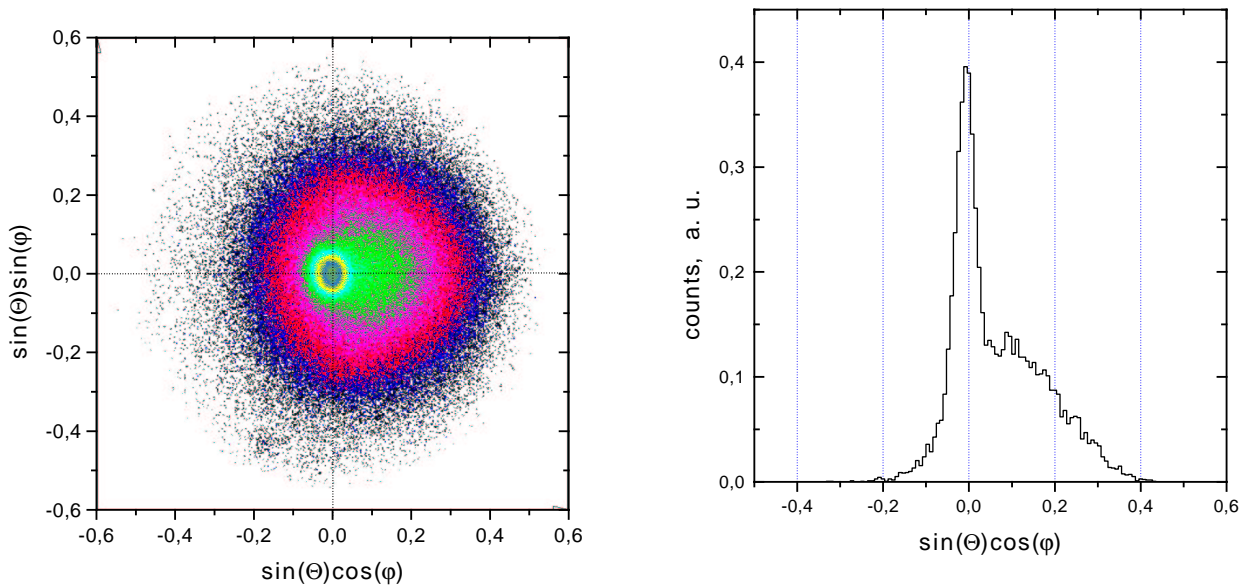


Рис. 3.23: Слева: корреляция компонент проекции вектора \vec{v}_2 на плоскость α в системе координат, введенной на рисунке 3.22; справа: одномерное распределение.

начала координат.

выбор окна оптимального радиуса

Очевидно, что при использовании такого условия отбора помимо событий спонтанного деления будет отброшена еще и какая-то доля полезных событий. Поэтому необходимо использовать окно оптимального радиуса с точки зрения потерь “хороших” и режекции “плохих” событий. При построении количе-

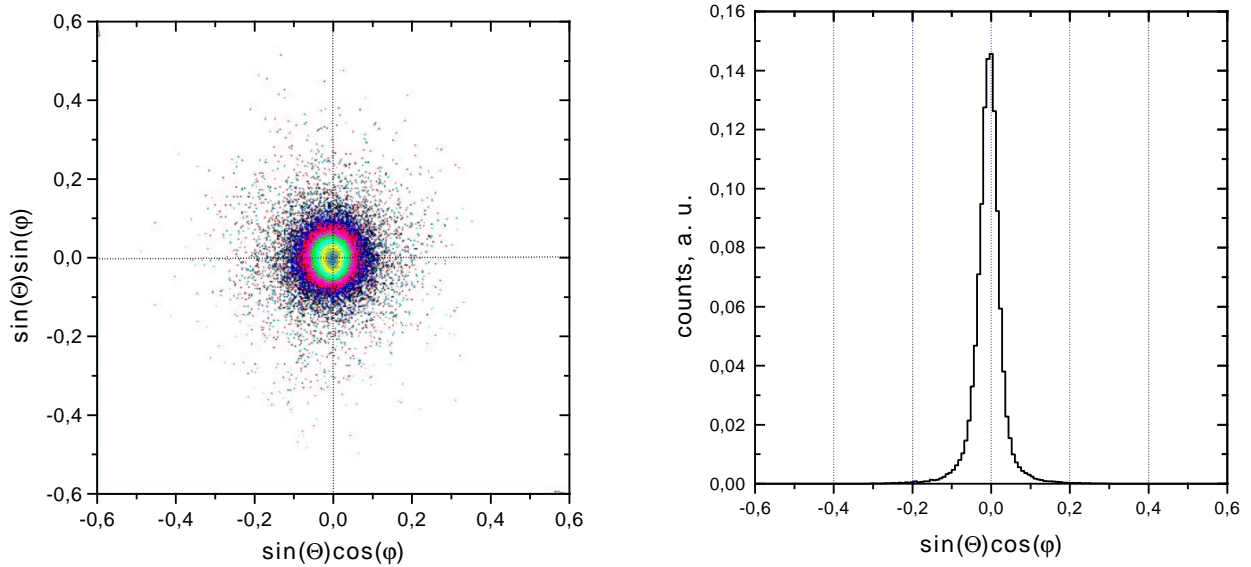


Рис. 3.24: То же, что на рис. 3.22, но только для событий спонтанного деления, накопленных в отсутствии пучка.

ственного критерия для выбора оптимального радиуса окна использовались данные реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AMэВ})+^{232}\text{Th}$. В этой реакции масса ядра-мишени близка к массе ядра ^{248}Cm , следовательно, реакция протекает в близкой кинематике, но в то же время, вклад от фоновых событий спонтанного делением отсутствует. Матрица для ториевой мишени, аналогичная приведенной на рис. 3.23, изображена на рис. 3.25. Отношение числа событий, попавших в окно, к общему числу событий показывает, какая часть полезных событий будет отброшена при использовании окна данного радиуса. Зависимость этого отношения от радиуса окна приведена на рисунке 3.26. На этом же рисунке изображена зависимость доли событий спонтанного деления, которые не удастся дискриминировать таким образом. Так, например, при использовании окна радиусом 0.055 будет отброшено 7% полезных событий и от 20% событий спонтанного деления избавиться не удастся. В нашей дальнейшей обработке мы использовали окно именно такого радиуса.

3.5 анализ физической информации

Большинство зарегистрированных событий составляют бинарные события, т.е. события, в которых газонаполненной оболочкой спектрометра ФОБОС

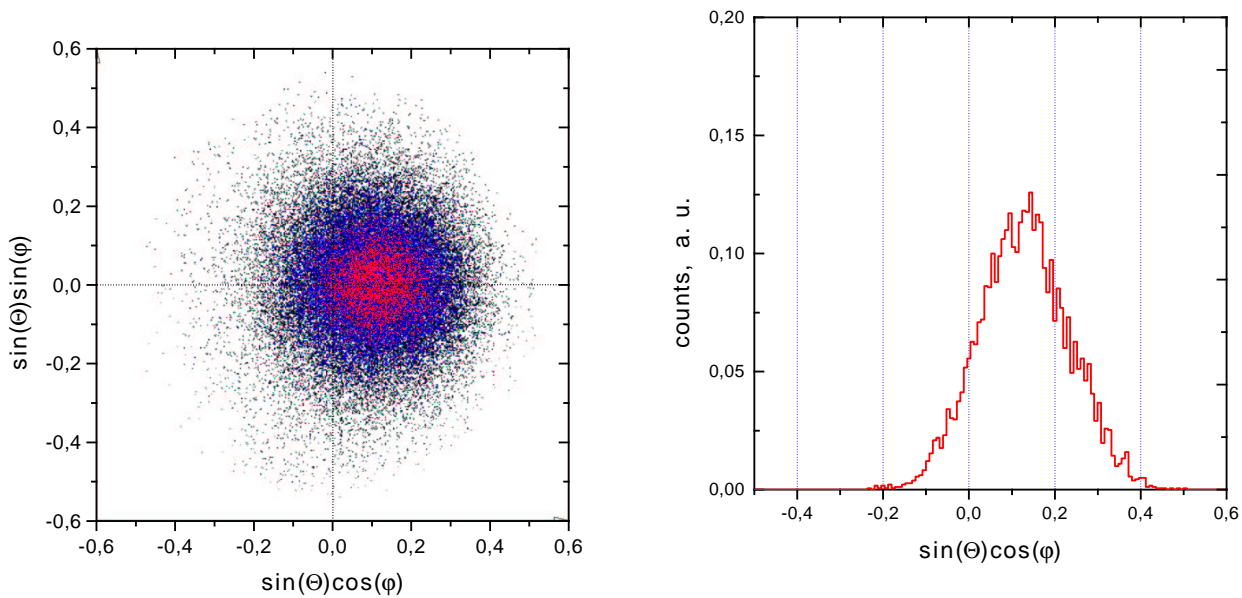
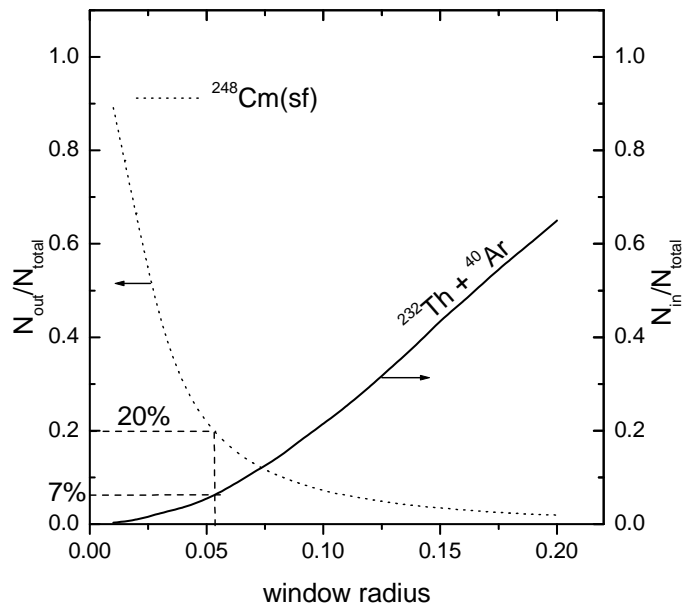


Рис. 3.25: То же, что на рис. 3.22, для ториевой мишени.

Рис. 3.26: Пунктирная линия – зависимость доли событий спонтанного деления ^{248}Cm , которые не удастся дискриминировать при использовании окна данного радиуса, от радиуса окна; Сплошная линия – зависимость доли полезных событий, которые будут отброшены при использовании окна данного радиуса, от радиуса окна.



регистрировались в совпадении два фрагмента распада². В дальнейшем речь пойдет об анализе именно таких событий. Анализу характеристик тройных распадов посвящена Глава 4.

В сечение ядерной реакции, индуцированной тяжелыми ионами с энергиями менее 10 АМэВ главным образом вносят вклад такие конкурирующие процессы, как полное слияние, реакции глубоконеупругих взаимодействий и квазиупругие столкновения. При увеличении энергии бомбардирующего иона наблюдаются легкие частицы, имеющие скорость, близкую к скорости пучка и испускающиеся вероятнее всего на ранних стадиях столкновения (предравновесные частицы). Эти частицы играют в ядерной реакции роль зрителей, т. е. они не вносят вклад в формирование составной системы. Вследствие этого процесс полного слияния оказывается существенно подавлен и на смену реакциям образования компаунд-ядра, протекающих при низких энергиях, в области промежуточных энергий приходят *реакции неполного слияния*. Поскольку в таких реакциях не происходит полной передачи массы, то, очевидно, не будет происходить и полной передачи импульса. Измерение доли переданного импульса в таких реакциях имеет важное значение, поскольку позволяет судить о механизме реакции.

скорость отдачи составной системы

Простейшим экспериментальным свидетельством неполной передачи импульса является скорость отдачи v_R составной системы: степень отклонения v_R от скорости центра масс сталкивающихся ядер может служить мерой отклонения механизма реакции от реакции полного слияния. Поэтому рассмотрим в первую очередь именно эту характеристику.

Существует несколько методов измерения v_R . Прежде всего, это прямое измерение скорости отдачи испарительного остатка. Девозбуждение составной системы, приводящее к образованию испарительного остатка происходит, главным образом, за счет испарения легких частиц. При изотропном испарении частиц в системе покоя составной системы ее скорость отдачи в среднем не изменяется, поэтому скорость испарительного остатка является хорошей оценкой v_R . Второй метод основан на измерении диаграмм скоростей составных фрагментов распада составной системы в реакциях в обратной кинематике. Третий метод основан на измерении угла между скоростями фрагментов

²События с множественностью "1" записывались с маленьким весом как не представляющие интерес.

деления составной системы.

Исследуемые нами реакции протекают в прямой кинематике, поэтому второй метод принципиально неприменим. Что же касается измерения скорости испарительных остатков, то здесь существуют две проблемы. Во-первых, исследуемые нами системы оказываются достаточно тяжелыми и, следовательно, сечение образования испарительного остатка сильно подавлено из-за конкурирующего канала деления составного ядра (кроме, пожалуй, реакции $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ})+^{197}\text{Au}$). Во-вторых, вследствие использования относительно легких ионов скорость отдачи оказывается относительно небольшой и для регистрации испарительных остатков необходимо использовать детекторы с низкими порогами регистрации. Для этих целей нами использовался отдельный детектор на основе плоско-параллельного лавинного счетчика, однако даже в этом случае из-за порогов регистрации возникли проблемы с энергетической калибровкой такого детектора и на настоящий момент эта проблема так и не решена до конца. Высокое же угловое разрешение спектрометра ФОБОС позволяет успешно реализовывать метод, основанный на анализе углов разлета фрагментов деления. Но этот метод, как будет видно ниже, имеет ограниченное применение. Спектрометр ФОБОС позволяет реализовывать более корректный метод определения v_R путем определения скорости центра масс фрагментов распада составной системы. Ниже будут описаны оба подхода и сравнены получаемые с их помощью результаты.

анализ углов разлета фрагментов деления

Этот подход используется в тех случаях, когда в эксперименте доступны для измерения лишь углы между фрагментами деления. Схематическая диаграмма на рис. 3.27 поясняет как может быть определена скорость делящейся системы v_R для случая. С использованием обозначений, введенных на рисунке, можно записать следующие выражения для определения v_R [78]:

$$v_R = v_F \sqrt{\frac{KT}{KT - 4}}, \quad (3.3)$$

где

$$K = \frac{1}{\text{tg } \Theta_1} + \frac{1}{\text{tg } \Theta_2}, \quad T = \text{tg}(\Theta_1 + \Theta_2),$$

v_1 и v_2 – скорости фрагментов в лабораторной системе координат, v_1^c и v_2^c – скорости фрагментов в системе покоя делящегося ядра, $v_F = v_1^c + v_2^c$. В

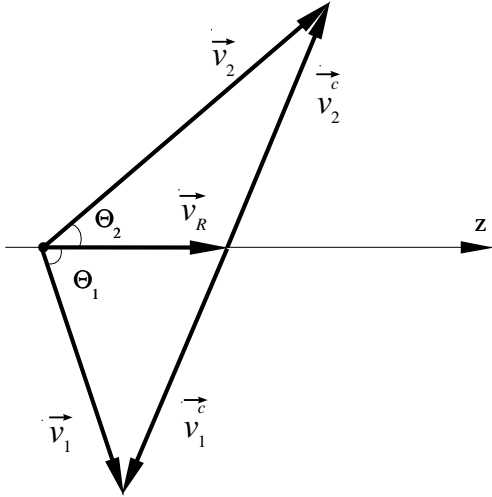


Рис. 3.27: Диаграмма скоростей фрагментов, поясняющая метод нахождения скорости отдачи v_R по углу разлета фрагментов.

качестве относительной скорости разлета фрагментов v_F может быть взята скорость, определенная на основе систематики бинарного деления [79]:

$$v_F = \sqrt{\frac{2 \langle TKE \rangle}{A}} \approx 1.2 \text{ см/нс.}$$

Таким образом, выражение 3.3 справедливо лишь в случае симметричного деления. Кроме этого, такой подход применим лишь для бинарного деления и не может быть использован для анализа распадов большей кратности.

скорость центра масс фрагментов распада

Вполне очевидно, что от указанных недостатков свободен более непосредственный метод определения скорости отдачи – реконструирование скорости центра масс \vec{v}_{CM} фрагментов распада составной системы. В этом случае скорость \vec{v}_{CM} вычисляется по формуле 3.2, где суммирование ведется по всем фрагментам, зарегистрированным в событии.

сравнительный анализ методов

Корреляция между скоростью отдачи v_R , определенной по формуле 3.3, и составляющей вектора \vec{v}_{CM} , параллельной оси пучка, приведена на рис. 3.28. Хорошо видно, что экспериментальные точки концентрируются преимущественно вдоль линии $v_R = \vec{v}_{CM,z}$, что свидетельствует об эквивалентности результатов, даваемых обоими методами для основной массы событий. При

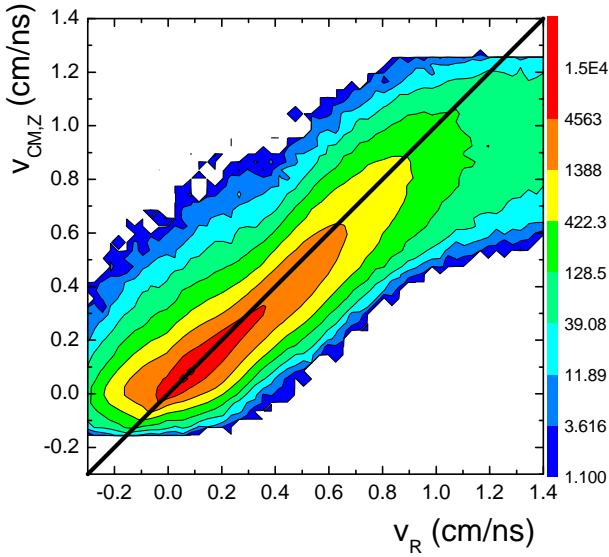


Рис. 3.28: Корреляция между значением проекции вектора \vec{v}_{CM} на ось пучка и скоростью отдачи v_R , определенной по углу разлета фрагментов деления (формула 3.3). Жирная линия – линия равенства обеих величин.

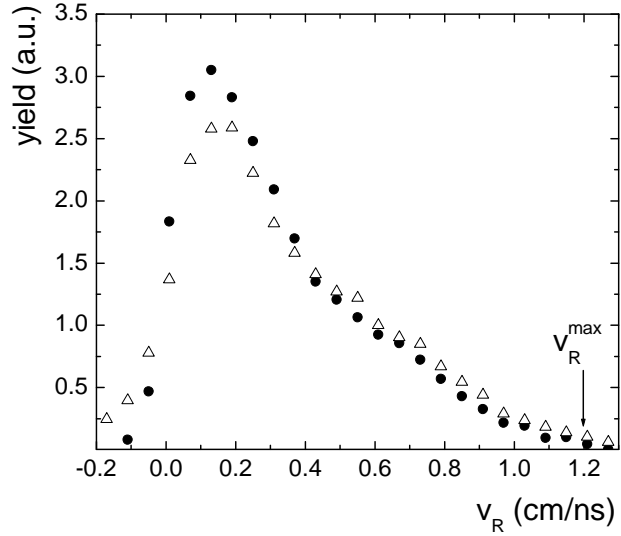


Рис. 3.29: Распределение скоростей отдачи v_R , определенных по углу разлета фрагментов деления (полые треугольники) и проекций вектора \vec{v}_{CM} на ось пучка (черные кружки). Стрелкой показана скорость отдачи при полном слиянии ядер.

больших значениях v_{CM} наблюдается тенденция к увеличению “дисперсии” распределения. Это может быть вызвано флуктуациями вектора \vec{v}_R вследствие испускания частиц.

Таким образом, приведенное сравнение показывает правомочность использования прямого метода определения скорости отдачи составной системы, который на наш взгляд является более корректным при больших скоростях отдачи.

Распределения скоростей отдачи, полученные обоими методами, приведены на рис. 3.29. Наблюдается хорошее согласие результатов. Максимумы распределений лежат в области малых скоростей отдачи. Ядро Cm имеет низкий барьер деления, поэтому даже периферийные столкновения (малые v_R) вызывают деление. Средние значения скоростей отдачи в обоих методах близки и составляют: $\langle v_R \rangle = 0.36$ см/нс и $\langle v_{CM,z} \rangle = 0.32$ см/нс. Максимальная скорость отдачи (т.е. в случае полного слияния ядер) в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ}) + ^{248}\text{Cm}$ составляет $v_R^{\max} = 1.2$ см/нс. Экспериментальные данные приведены с учетом аксептанса экспериментальной установки. Методика расчета эффективности регистрации спектрометра ФОБОС будет описана

ниже. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AMэВ})+^{248}\text{Cm}$ составная система образуется в результате неполного слияния бомбардирующего иона с ядром, получая при этом скорость отдачи, равную, в среднем, $\sim 30\%$ от максимально возможного значения в данной реакции.

переданный импульс

От измеренных значений скорости отдачи составной системы обычно хотят перейти к более информативным физическим характеристикам – переданному импульсу или, еще лучше, к энергии возбуждения составной системы или к ее температуре. К сожалению, такой переход является модельно зависимым. Для определения доли начального углового момента, эффективно передаваемого в результате столкновения, обычно пользуются моделью неполного слияния, предполагая, что выполняются следующие условия [80]:

- с ядром-мишенью сливается лишь часть снаряда;
- оставшиеся нуклоны снаряда продолжают дальнейшее движение с прежней скоростью в направлении пучка, выступая в роли зрителей реакции;
- испарение частиц из составной системы в среднем не изменяет ее скорость отдачи.

В этом случае легко получить следующее выражение для доли переданного импульса LMT (сокращение от Linear Momentum Transfer):

$$\text{LMT} = \frac{m_{\text{T}}}{m_{\text{P}}} \cdot \frac{v_{\text{R}}}{v_{\text{P}} - v_{\text{R}}}, \quad (3.4)$$

где m_{T} и m_{P} масса ядра-мишени и ядра-снаряда, соответственно, v_{P} – скорость ядра-снаряда. Распределение событий по LMT, поправленное на эффективность регистрации, приведено на рис. 3.30. Форма этого распределения близка к форме распределения v_{R} (рис. 3.29) в силу практически линейной связи между LMT и v_{R} . При внимательном рассмотрении рис. 3.30 можно заметить, что распределение по LMT как бы состоит из двух компонент: экспоненциальный спад при $\text{LMT} < 0.3$, к которому при больших LMT добавляется компонента, близкая по форме к гауссиану, приводящая к образованию бампа в области $\text{LMT} \sim 0.6$. Компиляция экспериментальных

данных о величине переданного момента в реакциях, индуцированных тяжелыми ионами промежуточных энергий, показала существование универсальной зависимости ЛМТ от относительной скорости v_{rel} сталкивающихся ядер, которая может быть выражена следующим образом [81]:

$$\text{ЛМТ} = \begin{cases} 1 & \text{для } v_{\text{rel}} < 0.1 \\ -1.904 \cdot v_{\text{rel}} + 1.19 & \text{для } v_{\text{rel}} \geq 0.1 \end{cases} . \quad (3.5)$$

Относительная скорость v_{rel} вычисляется с учетом высоты кулоновского барьера во входном канале реакции B_C по формуле:

$$v_{\text{rel}} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2(E_{\text{CM}} - B_C)}{\mu}}, \quad (3.6)$$

где E_{CM} – кинетическая энергия в системе центра масс, μ – приведенная масса ядер, c – скорость света. Значение переданного импульса $\text{ЛМТ}^{\text{sys}} = 0.67$, следующее из систематики, указано на рис. 3.30 стрелкой. Это значение находится как раз в области бампа распределения. Таким образом, распределение по ЛМТ, по-видимому, действительно имеет двухкомпонентную структуру: события с низкими ЛМТ соответствуют касательным соударениям, приводящим к бинарному делению ядра-мишени, а в области больших ЛМТ протекают реакции неполного слияния. Нами была предпринята попытка разложить распределение ЛМТ на две составляющие путем фиттирования суммой экспоненты и гауссиана (рис. 3.31). Вид аппроксиматора выбирался исходя лишь из формы самого распределения. Как видно из рис. 3.31, выбранная зависимость хорошо фиттирует экспериментальные данные. Центроид гауссиана при этом оказался равным $\langle \text{ЛМТ} \rangle = 0.60$, что несколько меньше значения, следующего из систематики. Тем не менее, такое различие не следует считать принципиальным потому, что, во-первых, выбор аппроксиматора был достаточно произвольным, а во-вторых, нельзя исключать наличия неучтенных систематических ошибок при определении ЛМТ.

масса составной системы

В качестве оценки массы составной системы можно взять суммарную массу фрагментов ее распада. Эта величина, очевидно, будет меньше первоначальной массы составной системы за счет испарения из нее нуклонов в

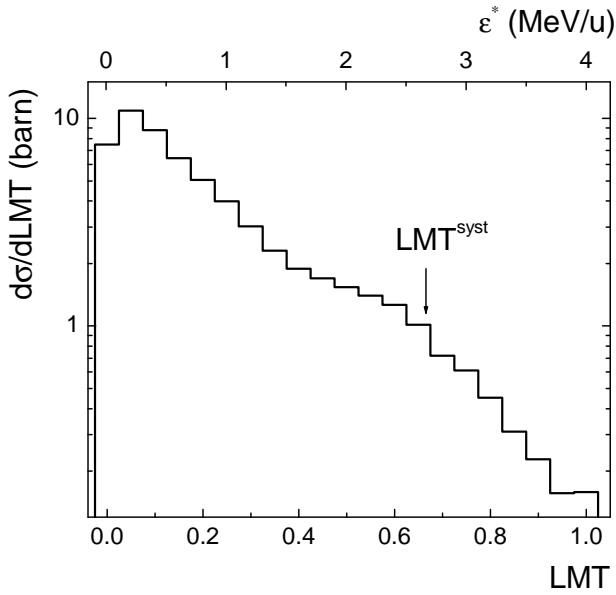


Рис. 3.30: Распределение LMT. Стрелкой показано значение из систематики [81]

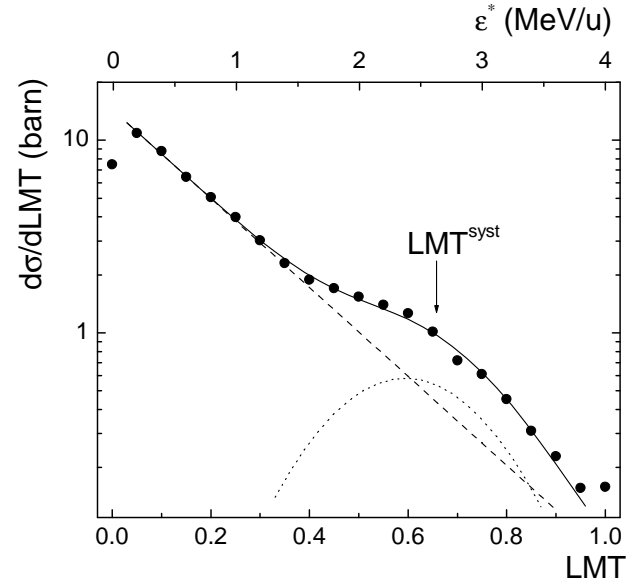


Рис. 3.31: Результат фиттирования распределения LMT суммой из экспоненциальной зависимости (пунктирная линия) и гауссиана (штриховая линия).

процессе девозбуждения, а также испарения нуклонов из фрагментов деления, которые обычно рождаются возбужденными. Распределение суммарной массы приведено на рис. 3.32. Среднее значение распределения равно $A_{\text{tot}} \approx 220$ а.е.м., ширина распределения составляет $\sigma_A \approx 27$ а.е.м. Столь большая дисперсия распределения обусловлена тем, что составная система в изучаемой реакции формируется в широком диапазоне прицельных параметров. Периферийные столкновения характеризуются небольшой передачей массы и энергии возбуждения и суммарная масса фрагментов деления близка к массе ядра-мишени. В центральных столкновениях составная система образуется с большой энергией возбуждения. Девозбуждение такой системы снимается путем эмиссии нуклонов, что приводит к существенной потере массы в конце каскада девозбуждения. В уширение распределения также вносит вклад и массовое разрешение экспериментальной установки.

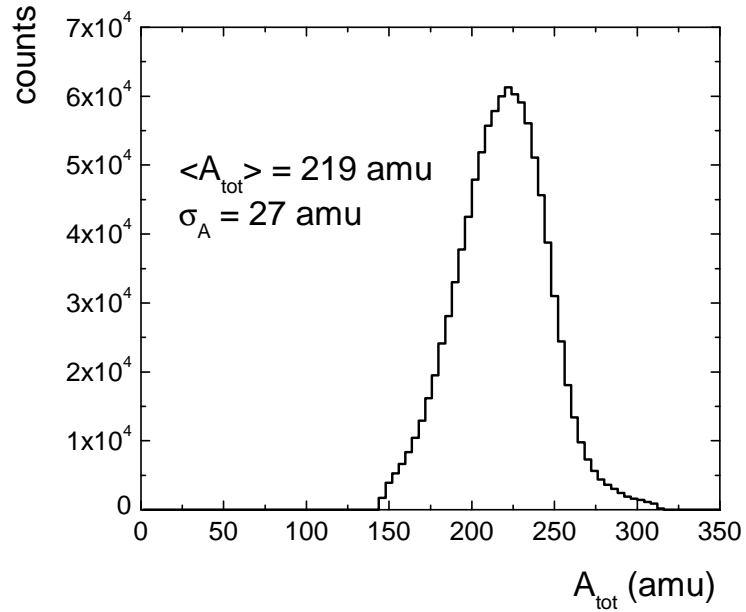


Рис. 3.32: Распределение суммарной массы фрагментов бинарного распада в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{МэВ})+^{248}\text{Cm}$.

энергия возбуждения составной системы

В рамках модели неполного слияния легко вывести и выражение для расчета начальной энергии возбуждения E^* составной системы:

$$E^* = \frac{E_P \cdot \text{LMT}}{1 + \frac{m_P}{m_T} \cdot \text{LMT}} + Q, \quad (3.7)$$

где Q – энергия реакции, E_P – кинетическая энергия бомбардирующего иона. Более информативной величиной является энергия возбуждения, выраженная в единицах МэВ/нуклон, которая получается делением выражения (3.7) на массу составной системы $A_C = m_T + m_P \cdot \text{LMT}$:

$$\varepsilon^* = \frac{E^*}{A_C} = \frac{1}{m_T + m_P \cdot \text{LMT}} \cdot \left[\frac{m_T \cdot \text{LMT}}{m_T + m_P \cdot \text{LMT}} \cdot E_P + Q \right]. \quad (3.8)$$

На рис. 3.30,3.31 верхняя координатная шкала отградуирована в единицах ε^* . Из выражения (3.8) видно, что величины LMT и ε^* связаны практически линейно, поэтому нет необходимости приводить отдельный рисунок для распределения ε^* . Исходя из разложения, приведенного на рис. 3.31, можно сказать, что в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{МэВ})+^{248}\text{Cm}$ составная система при центральных соударениях образуется со средней энергией возбуждения $\langle \varepsilon^* \rangle \sim 2.4$ МэВ/нуклон.

температура составной системы

В рамках модели ферми-газа температура T составной системы может быть оценена из следующего соотношения:

$$E^* = aT^2 - T, \quad (3.9)$$

где a – параметр плотности уровней, обычно принимаемый равным $A_C/8$. В этом случае предполагается, что вся энергия возбуждения составного ядра переходит в тепло. В действительности же, часть энергии возбуждения может расходоваться на возбуждение коллективных степеней свободы (вращение, компрессия, колебания), поэтому соотношение (3.9) дает лишь верхнюю оценку температуры составной системы. Итак, для центроида гауссиана на рис. 3.31 можно оценить температуру составной системы, используя полученные выше характеристики составной системы в этой точке: $\langle T \rangle \approx 4.4$ МэВ ($A_C = m_T + m_P \cdot \text{LMT} = 248 + 40 \cdot 0.6 = 272$, $a = A_C/8 = 34$, $E^* = \langle \varepsilon^* \rangle \cdot A_C = 2.4 \cdot 272 = 653$ МэВ). Более корректный способ оценки энергии возбуждения и температуры составной системы мог бы быть реализован на основе измерения множественностей и энергий легких частиц, испускаемых составной системой в процессе девозбуждения. Однако, в силу конструктивных особенностей спектрометра ФОБОС такой подход был невозможен. В настоящее время на спектрометре ФОБОС ведутся активные работы [82] по созданию нейтронного канала для измерения множественности нейтронов, образующихся в реакции. Это даст возможность получать более полную информацию о величине диссипируемой в реакции энергии.

корреляции полная кинетическая энергия – масса

Предыдущие параграфы были посвящены, главным образом, анализу характеристик составной системы. Обратимся теперь к анализу характеристик ее распада. Напомним еще раз, что в настоящей главе рассматриваются только такие события, в которых газонаполненной оболочкой спектрометра ФОБОС зарегистрированы два фрагмента. При помощи условий отбора на рис. 3.20,3.21 были отобраны такие события, в которых суммарная масса обоих фрагментов практически исчерпывает массу распадающегося объекта, т.е. таким образом был выделен канал бинарного распада составной системы. О механизме бинарного распада можно судить уже по виду кор-

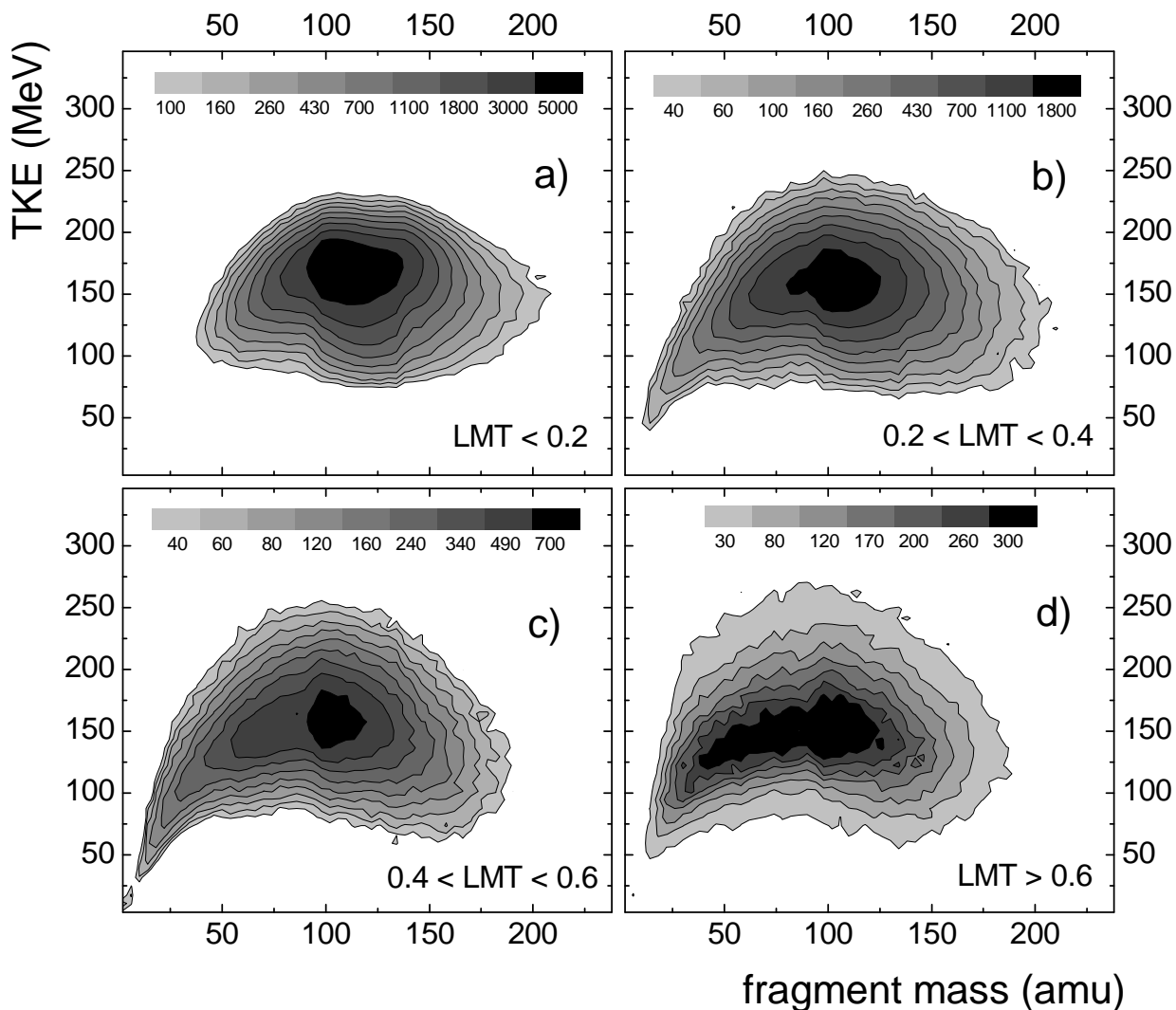


Рис. 3.33: Матрицы полная кинетическая энергия фрагментов деления – масса фрагмента, накопленные для различных интервалов LMT, указанных на рисунке.

реляций между массой фрагмента (M) и суммарной кинетической энергией фрагментов распада в системе их центра масс (ТКЕ). Матрицы ТКЕ- M изображены на рис. 3.33 для различных интервалов LMT. В области $LMT < 0.2$ (рис. 3.33а) матрица ТКЕ- M имеет треугольную форму, типичную для обычного бинарного деления возбужденного ядра, с максимумом выхода при $M \sim A_C/2$ (небольшие деформации формы распределения связаны с методическими трудностями при восстановлении массы фрагментов, обсуждавшимися ранее). Таким образом, бинарное деление мишенеподобного ядра является основным каналом реакции в этой области LMT. Следует заме-

титель, что в этой области присутствуют также и масс-асимметричные распады, но выход таких событий достаточно мал и находится ниже самой нижней линии уровня на рисунке. С ростом ЛМТ происходит плавная трансформация формы ТКЕ-М распределений (рис. 3.33b-3.33d), выражающаяся в увеличении дисперсии массового распределения фрагментов распада. При наиболее центральных соударениях (рис. 3.33d) матрица ТКЕ-М имеет банановидную форму, перекрывая достаточно широкий диапазон масс-асимметрий фрагментов. Таким образом, можно заключить, что даже при центральных соударениях характеристики основной массы бинарных распадов соответствуют картине бинарного деления. При больших энергиях возбуждения (в центральных соударениях) деление ядра носит эмиссионный характер и в процесс деления вовлекаются все более и более асимметричные распады [83].

В изучаемой реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AM}\bar{\text{B}})+^{248}\text{Cm}$ приходится иметь дело с делением ядер в достаточно широком диапазоне массовых чисел и энергий возбуждения. Попробуем проанализировать ТКЕ-М распределения для узких диапазонов по скоростям отдачи составного ядра и суммарной массе фрагментов. Такие ограничения позволяют отбирать делящиеся ядра с близкими характеристиками.

На рис. 3.34 изображены матрицы ТКЕ-М для событий с малой передачей импульса в пяти различных диапазонах суммарной массы фрагментов. Соответствующие массовые распределения фрагментов приведены на рис. 3.35. Форма массовых распределений фрагментов с суммарной массой $A_{\text{tot}} \sim 240 \div 260$ имеет двугорбый характер, типичный для низкоэнергетического деления актининов. Таким образом, наложенные условия привели к отбору событий деления Cm-подобных ядер с низкими энергиями возбуждения, образующихся в касательных соударениях. События с $A_{\text{tot}} \gtrsim 270$ по-видимому не имеют глубокого физического смысла и являются “хвостами” распределения, обусловленными конечным массово-энергетическим разрешением спектрометра. Форма массово-энергетических распределений фрагментов с $A_{\text{tot}} \lesssim 200$ позволяет заключить, что эти фрагменты являются результатом распада горячего (возбужденного) ядра, несмотря на малость $v_{\text{CM,Z}}$. Такие события обусловлены тем, что из составной системы были испущены незарегистрированные фрагменты с преимущественным направлением вперед (вдоль пучка).

Массово-энергетические распределения фрагментов с фиксированной сум-

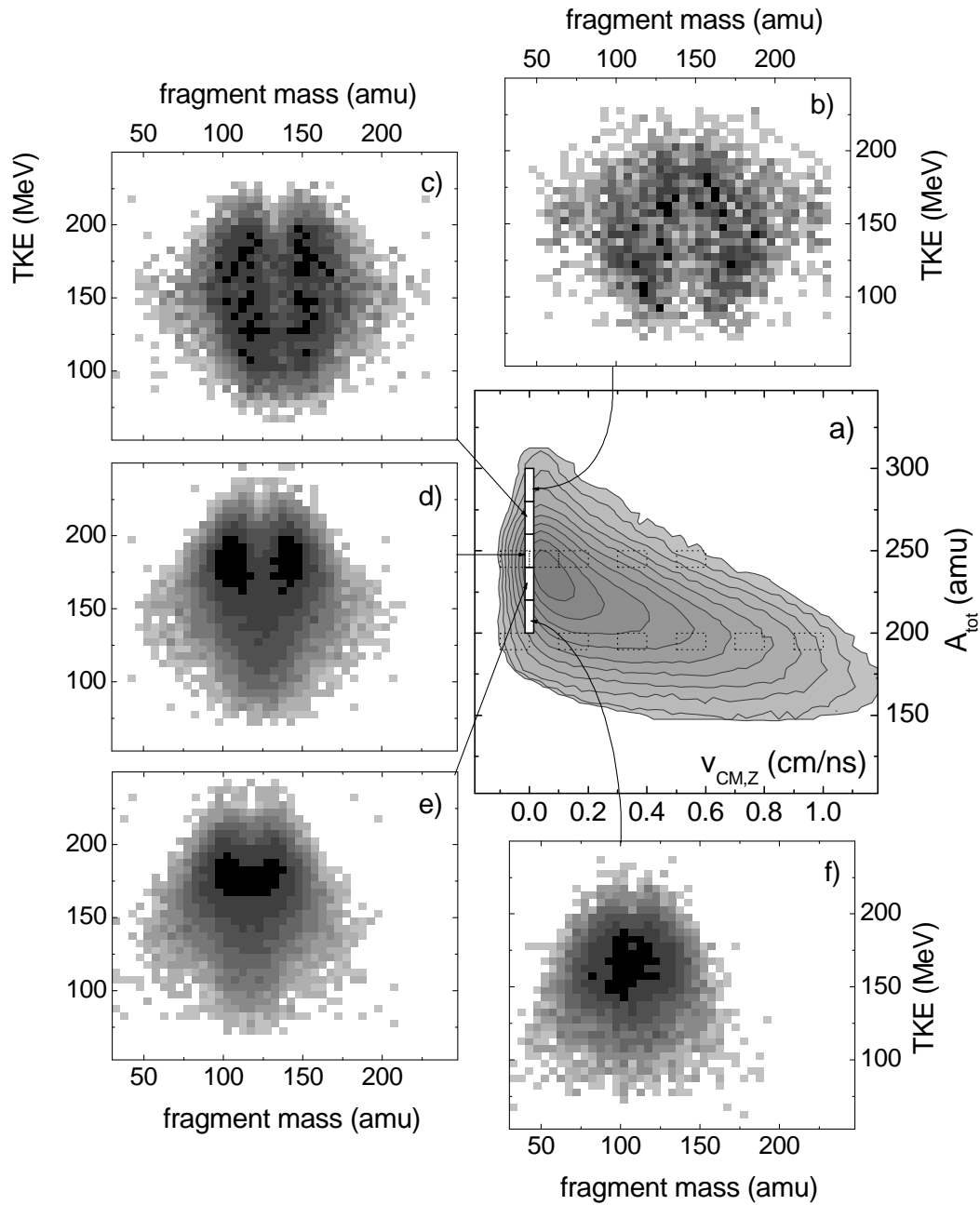


Рис. 3.34: TKE- M матрицы для событий с малой передачей импульса ($v_{CM,Z} = -0.015 \div 0.015$ см/нс), накопленные в пяти различных интервалах A_{tot} , изображенных на рис. а):
 $280 < A_{tot} < 300$ (b), $260 < A_{tot} < 280$ (c), $240 < A_{tot} < 260$ (d), $220 < A_{tot} < 240$ (e),
 $200 < A_{tot} < 220$ (f).

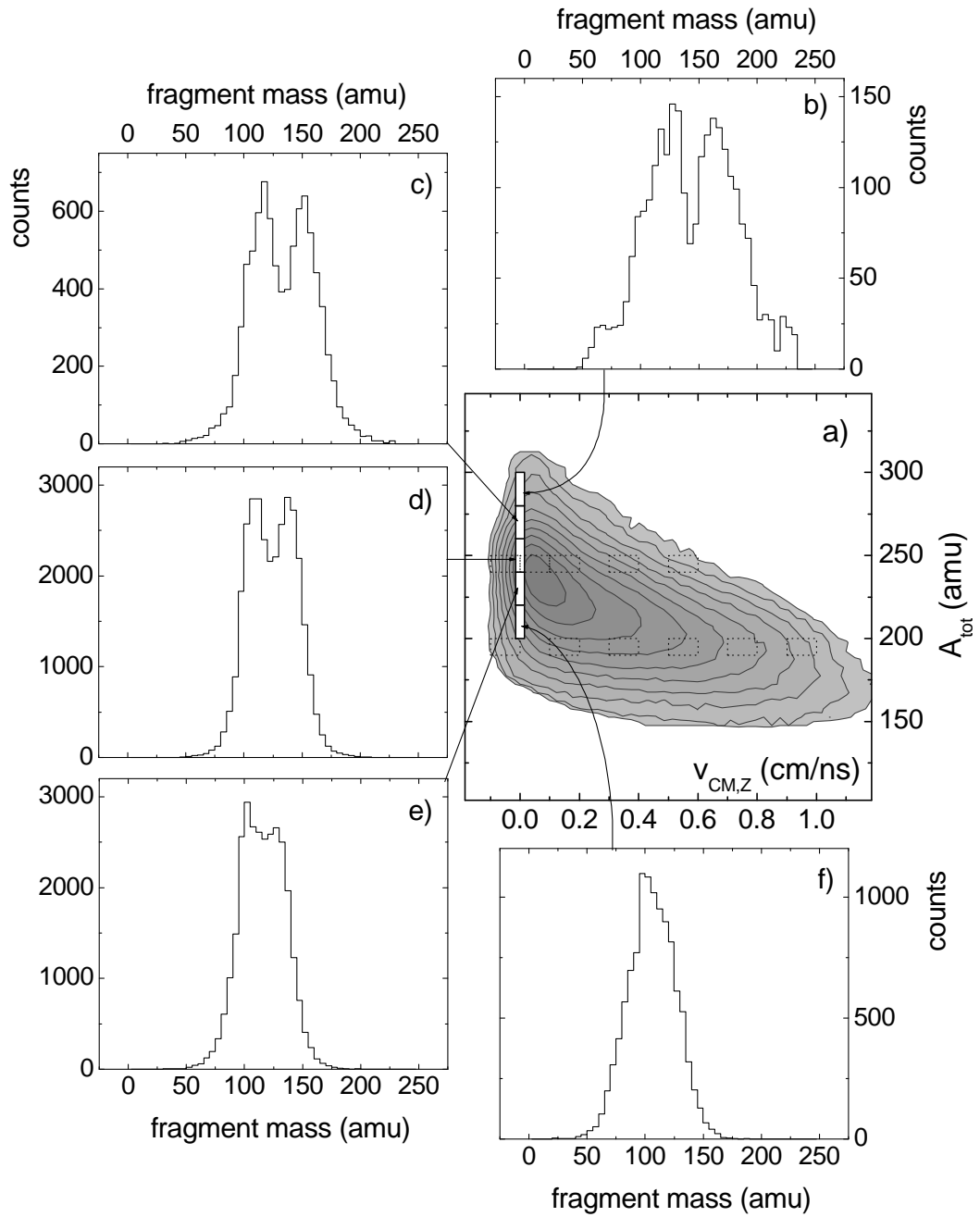


Рис. 3.35: Массовые распределения фрагментов в тех же событиях, что и на рис. 3.34.

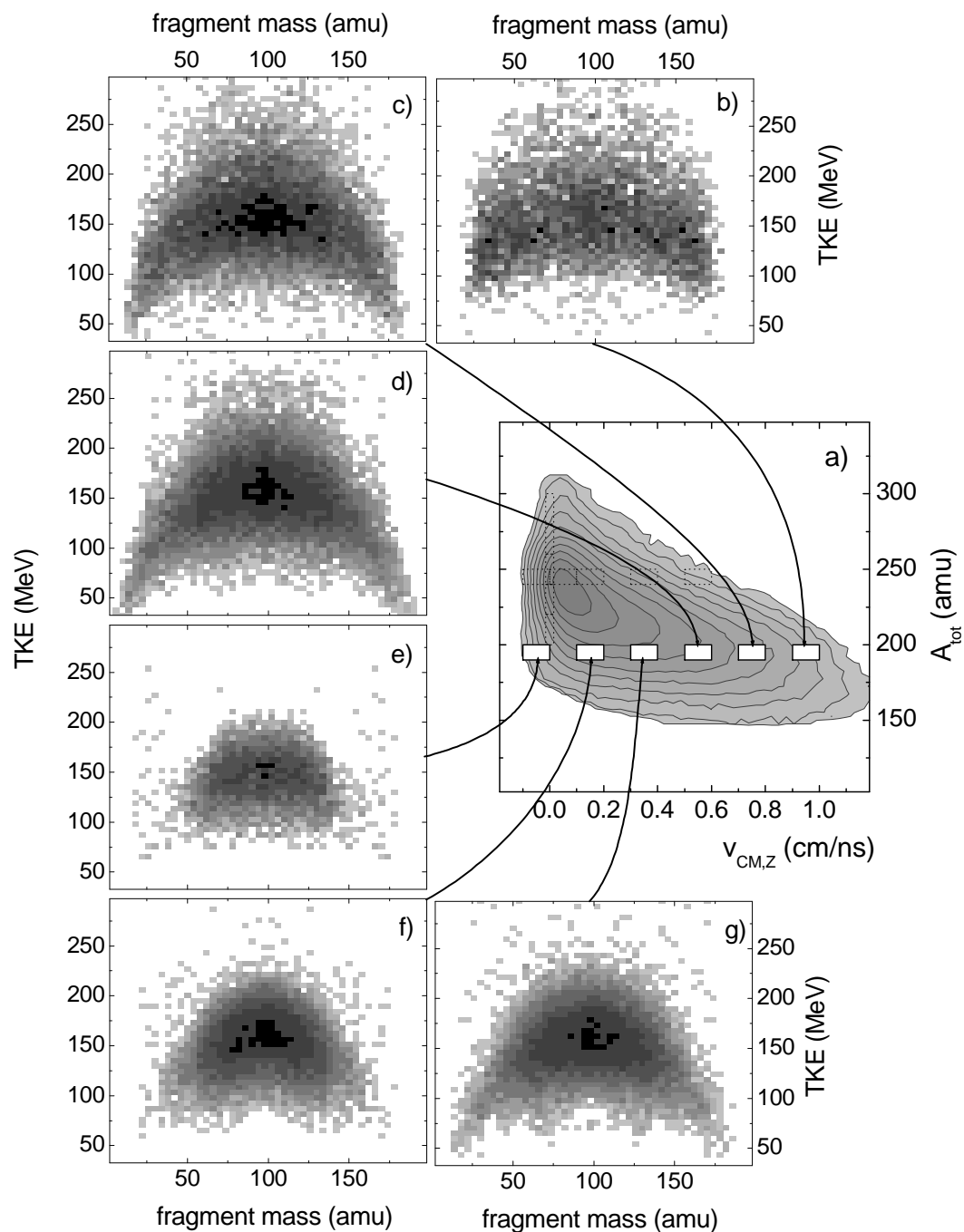


Рис. 3.36: TKE- M матрицы для событий с суммарной массой фрагментов $190 < A_{\text{tot}} < 200$, накопленные для шести различных диапазонов $v_{\text{CM,Z}}$:

$-0.1 < v_{\text{CM,Z}} < 0.0$ (e), $0.1 < v_{\text{CM,Z}} < 0.2$ (f), $0.3 < v_{\text{CM,Z}} < 0.4$ (g), $0.5 < v_{\text{CM,Z}} < 0.6$ (d),
 $0.7 < v_{\text{CM,Z}} < 0.8$ (c), $0.9 < v_{\text{CM,Z}} < 1.0$ (b).

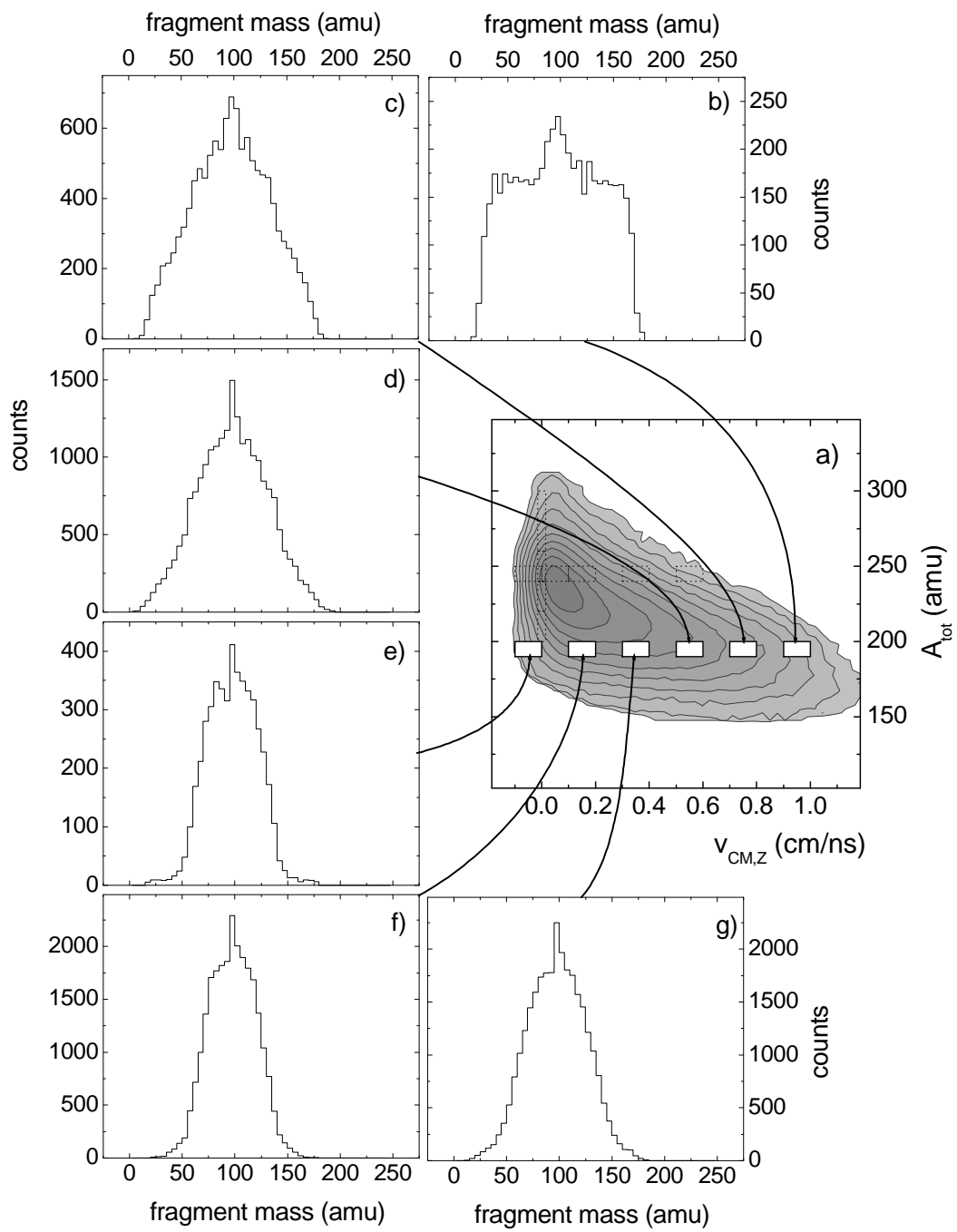


Рис. 3.37: Массовые распределения фрагментов в тех же событиях, что и на рис. 3.36.

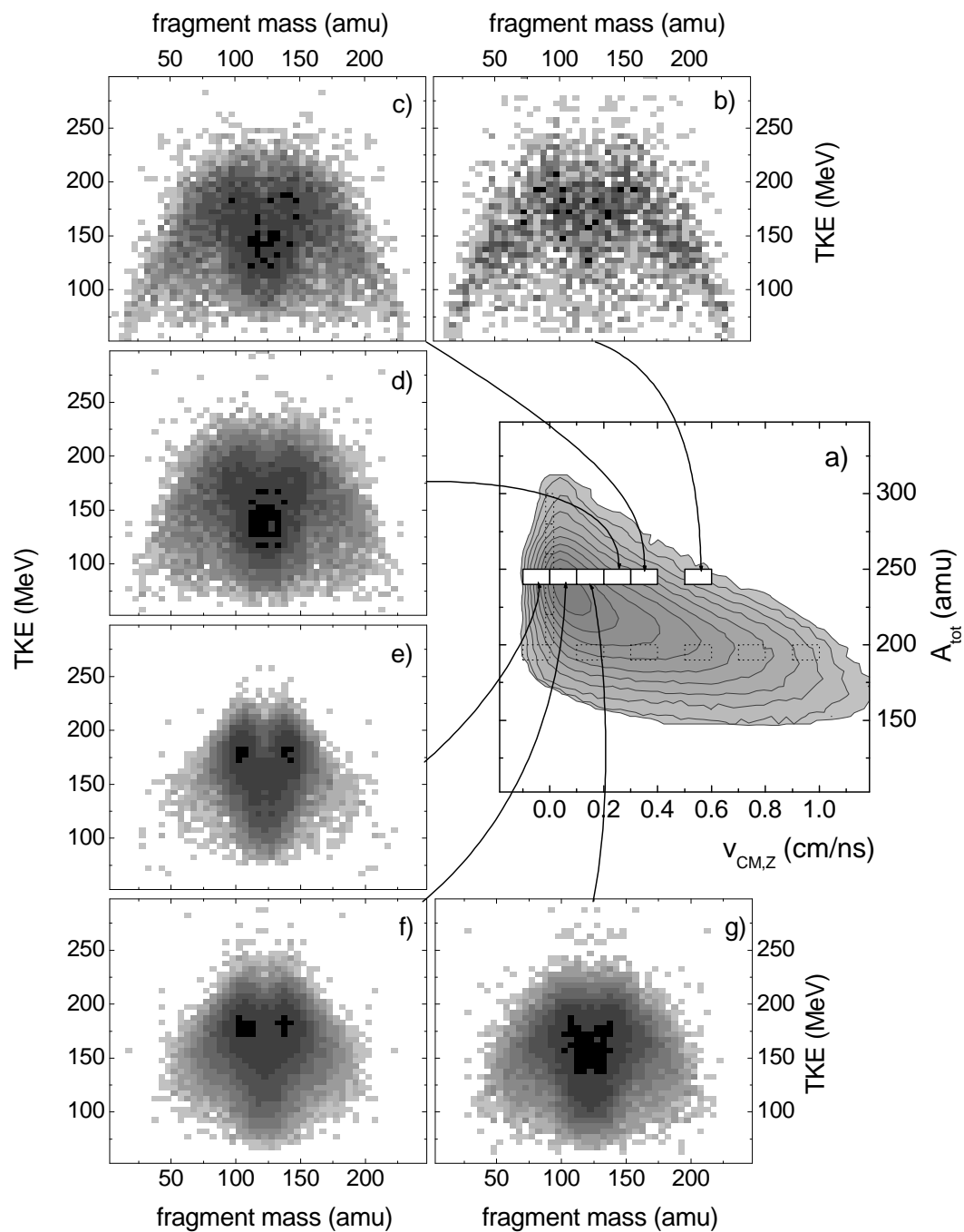


Рис. 3.38: TKE- M матрицы для событий с суммарной массой фрагментов $240 < A_{\text{tot}} < 250$, накопленные для шести различных диапазонов $v_{\text{CM,Z}}$: $-0.1 < v_{\text{CM,Z}} < 0.0$ (e), $0.0 < v_{\text{CM,Z}} < 0.1$ (f), $0.1 < v_{\text{CM,Z}} < 0.2$ (g), $0.2 < v_{\text{CM,Z}} < 0.3$ (d), $0.3 < v_{\text{CM,Z}} < 0.4$ (c), $0.5 < v_{\text{CM,Z}} < 0.6$ (b).

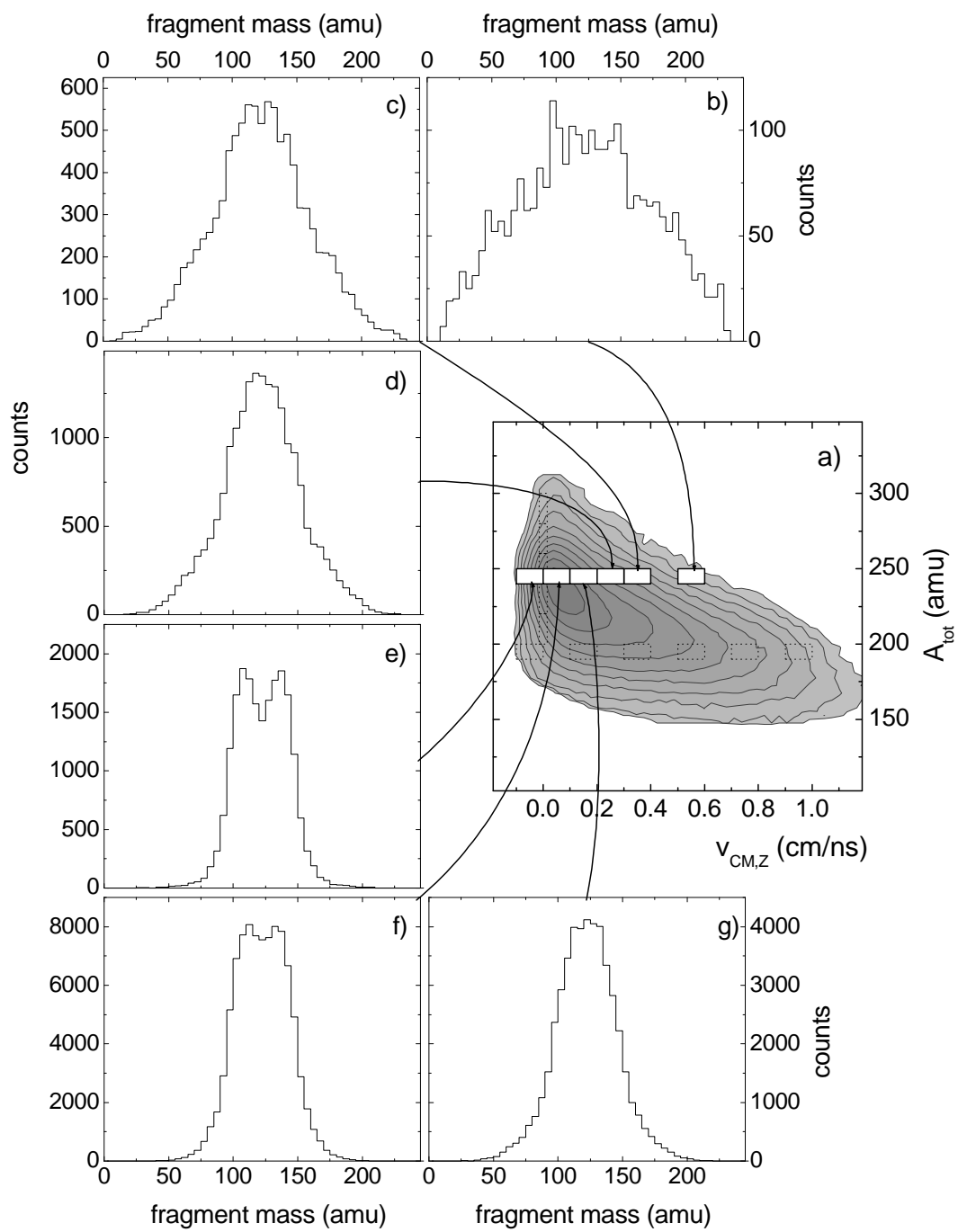


Рис. 3.39: Массовые распределения фрагментов в тех же событиях, что и на рис. 3.38.

марной массой и для различных значений $v_{CM,Z}$ приведены на рис. 3.36-3.39. Большинство событий с $A_{tot} = 190 \div 200$ при малых $v_{CM,Z}$ составляет бинарное симметричное деление, для которого характерна треугольная форма матрицы ТКЕ-М. С ростом $v_{CM,Z}$ увеличивается дисперсия массового распределения, что может быть обусловлено как увеличением температуры делящегося ядра, так и вкладом от распадов, отличных от деления (например, реакций глубоконеупругих столкновений). Матрица ТКЕ-М при этом постепенно приобретает банановидную форму, что свидетельствует о том, что основным источником кинетической энергии фрагментов является энергия их кулоновского расталкивания.

По мере роста $v_{CM,Z}$ для событий с $A_{tot} = 240 \div 250$ хорошо прослеживается эволюция от низкоэнергетического деления, для которого характерно двугорбое массовое распределение фрагментов (рис. 3.39e) к делению горячего ядра (рис. 3.39d). На краях матрицы $v_{CM,Z}-A_{tot}$ хорошо виден вклад от реакций глубоконеупругих столкновений (рис. 3.39b).

3.6 периферийные столкновения

Распады, наблюдаемые в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AM}\varepsilon\text{B})+^{248}\text{Cm}$, связаны с достаточно широким диапазоном прицельных параметров. До сих пор разделение на центральные и периферийные столкновения осуществлялось лишь по величине переданной в результате столкновения доли количества движения (LMT). При помощи детектора передних углов ARGUS можно пополнить информацию о входном канале реакции. В частности, отбирая события бинарного деления в совпадении со снарядоподобным фрагментом, зарегистрированным в детекторе ARGUS, можно выделить периферийные столкновения. Настоящий раздел посвящен анализу характеристик именно таких событий³.

идентификация фрагментов по заряду

На рис. 3.40 изображена корреляция между быстрой компонентой сигнала и полным сигналом фосвич-детектора номер 2 из второго детекторного кольца (условное обозначение детектора: P2-12; второе детекторное кольцо перекрывает угол $\Theta = (8 \pm 1.5)^\circ$ по отношению к оси пучка). Наблюдается хорошее

³Замечание: В этом разделе будут анализироваться события без отбора согласно критериям, изображенным на рис. 3.20,3.21

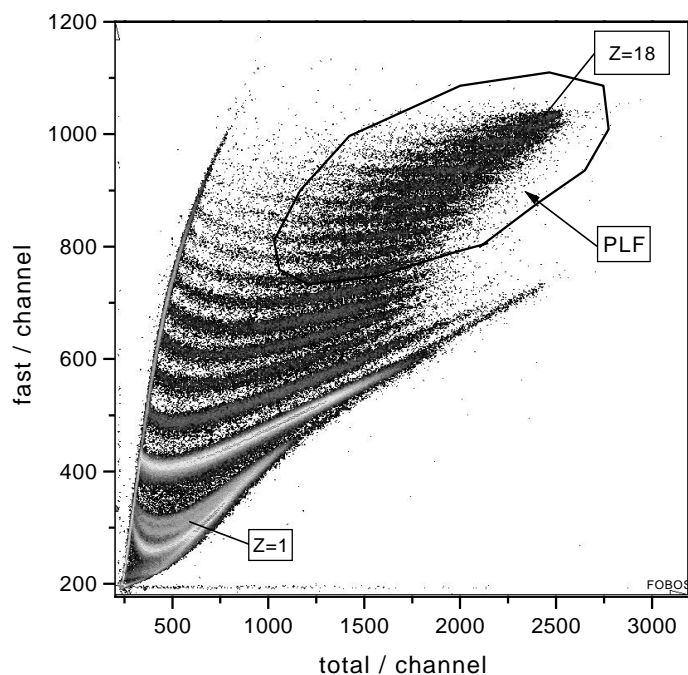


Рис. 3.40: Матрица суммарный сигнал - быстрая компонента энергетического сигнала фосвича P2-12 детектора ARGUS.

разделение фрагментов по заряду от $Z = 1$ до $Z = 18$ (т.е. вплоть до заряда бомбардирующего иона). Идентификация фрагментов по заряду осуществлялась при помощи графических условий отбора. Таким образом могут быть определены заряды тех фрагментов, пробеги которых превышают толщину пластикового сцинтиллятора фосвич-детектора (0.5 мм). У многих детекторов зарядовое разрешение не позволяет идентифицировать отдельные Z , поэтому для выделения снарядоподобных фрагментов (Projectile-Like Fragment, PLF) использовался графический контур PLF, изображенный на рис. 3.40. При помощи такого контура отбираются высокоэнергетические фрагменты с $Z \gtrsim 8$. Идентификационные матрицы сильно различаются для различных детекторов в силу индивидуальности характеристик различных детекторов, поэтому графические контуры создавались отдельно для каждого детектора. Энергетическая калибровка фосвич-детекторов является достаточно сложной и без специальных калибровочных измерений не представляется возможной, поэтому в настоящей работе мы ограничимся лишь информацией о заряде фрагмента.

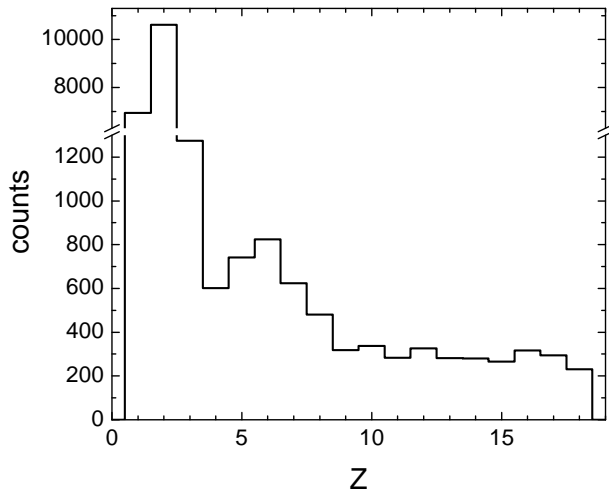


Рис. 3.41: Зарядовое распределение фрагментов, зарегистрированных фосвич-детектором P2-12 ($\Theta = 8^\circ$) в совпадении с двумя фрагментами деления.

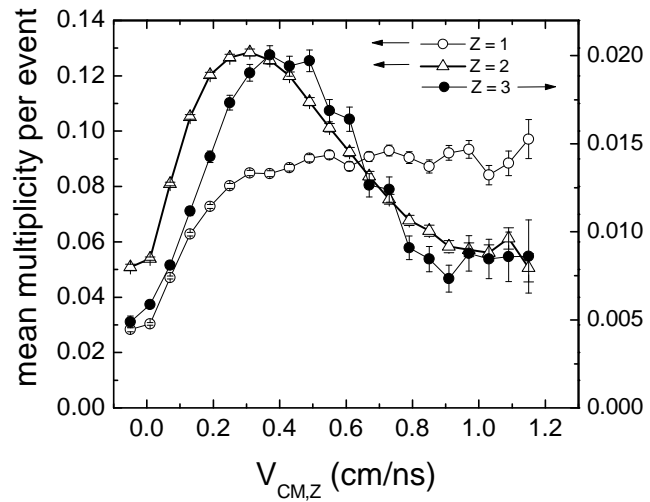


Рис. 3.42: Средняя множественности заряженных частиц, зарегистрированных вторым детекторным кольцом ARGUS, как функция скорости отдачи составной системы.

распределение фрагментов по заряду

Зарядовое распределение фрагментов, зарегистрированных фосвич-детектором P2-12 в совпадении с двумя фрагментами деления, изображено на рис. 3.41. В распределении доминируют фрагменты с $Z = 1$ и $Z = 2$. Интересно отметить, что выход фрагментов с $Z \gtrsim 9$ практически не зависит от Z .

множественность фрагментов

Зависимость средней множественности легких заряженных частиц, зарегистрированных вторым детекторным кольцом детектора ARGUS ($\Theta = 8^\circ$), от параллельной оси пучка компоненты вектора скорости центра масс фрагментов деления изображено на рис. 3.42. Для фрагментов с $Z = 2, 3$ максимум наблюдается при $v_{CM,Z} \sim 0.3 \div 0.4$ см/нс, за которым следует быстрый спад множественности с ростом $v_{CM,Z}$. Это является отражением факта антикорреляции между числом предравновесных частиц и числом нуклонов, вносящих вклад в образование составной системы. Средняя множественность частиц с $Z = 1$ достигает насыщения в области $v_{CM,Z} \sim 0.3 \div 0.4$ см/нс и при дальнейшем увеличением $v_{CM,Z}$ практически не изменяется. Такое различие в поведении приведенных зависимостей можно попытаться понять, если учесть, что

образование легких и более массивных фрагментов может иметь разный механизм. Так, например, образование более тяжелых фрагментов по-видимому связано с фрагментацией бомбардирующего иона в поле ядра-мишени при периферийных столкновениях. При более центральных столкновениях, когда снаряд оказывается внутри ядра-мишени, предравновесные частицы образуются за счет нуклон-нуклонных столкновений. Это, безусловно, всего лишь попытка понять наблюдаемые закономерности на качественном уровне и для более детального анализа желательно было бы иметь возможность сравнения экспериментальных данных с результатами модельных расчетов.

совпадения со снарядоподобными фрагментами с $Z_{PLF} = 18$

Как видно из идентификационной матрицы, приведенной на рис. 3.40, детектором ARGUS регистрируются фрагменты с зарядами вплоть до заряда бомбардирующего иона. Вполне резонно предположить, что такие реакции, в которых снаряд “выживает” как целостное ядро с практически неизменным составом, связаны с относительно небольшими энергиями возбуждения ядра-мишени. Это означает, что и суммарная масса фрагментов деления в таких реакциях должна быть близка к массе исходного ядра – ^{248}Cm . Распределение суммарной массы A_{tot} фрагментов деления в таких событиях приведено на рис. 3.43. Среднее значение распределения составляет $\langle A_{\text{tot}} \rangle = 245$. Если учесть, что TOF- E метод дает массы фрагментов после сброса нейтронов, то полученное значение очень хорошо совпадает с ожидаемым. Такой анализ является хорошим тестом качества экспериментальных данных и проверкой правильности калибровки детекторов.

По дисперсии распределения $\langle A_{\text{tot}} \rangle$ можно судить о массовом разрешении фрагментов деления. Поскольку величина $\langle A_{\text{tot}} \rangle$ является суммой масс обоих фрагментов, то разрешение по массе для одного фрагмента будет не хуже $\sigma = 10$ массовых единиц. Эта величина является лишь оценкой массового разрешения снизу, поскольку в ширину распределения A_{tot} вносит вклад еще и эмиссия нейтронов из фрагментов деления.

корреляция суммарная масса – переданный импульс

Корреляция между суммарной массой фрагментов деления и переданным импульсом приведена на рис. 3.44 для событий, в которых в детекторе

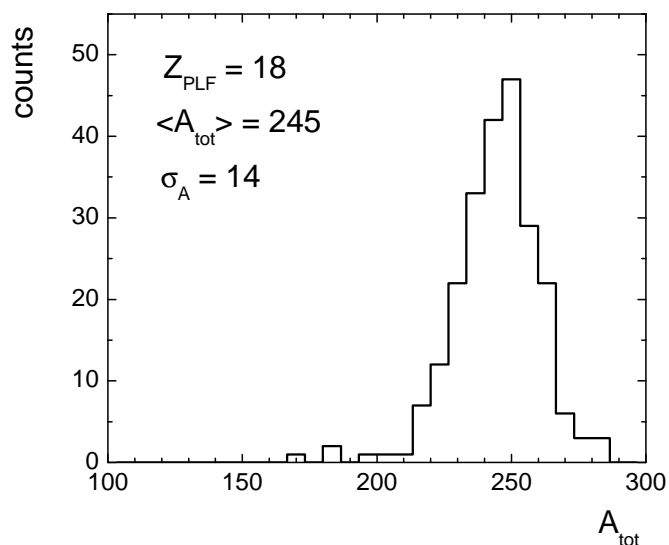


Рис. 3.43: Распределение суммарной массы фрагментов деления, зарегистрированных в совпадении со снарядо-подобным фрагментом с $Z = 18$.

ARGUS регистрировался снарядоподобный фрагмент (условие отбора PLF на рис. 3.40). Как видим, накладывание такого условия отбора приводит, как и ожидалось, к отбору событий с малой передачей импульса. Распределение событий по переданному импульсу приведено на рис. 3.45 для различных Z фрагмента, зарегистрированного детектором P2-12. Из приведенного рисунка следует простая закономерность – чем легче “остаток” снаряда, тем более интенсивным было соударение. При этом наблюдается практически линейная зависимость среднего значения переданного импульса от заряда “остатка” снаряда (см. рис. 3.46).

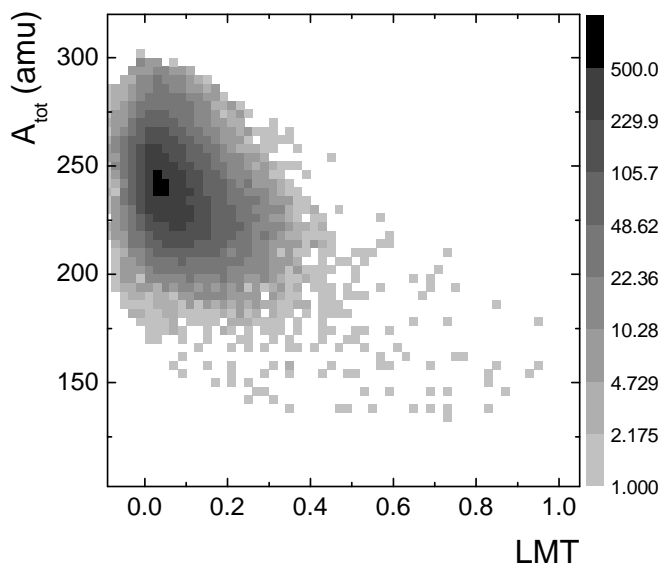


Рис. 3.44: Корреляция между суммарной массой фрагментов деления и переданным импульсом для событий в совпадении со снарядоподобным фрагментом.

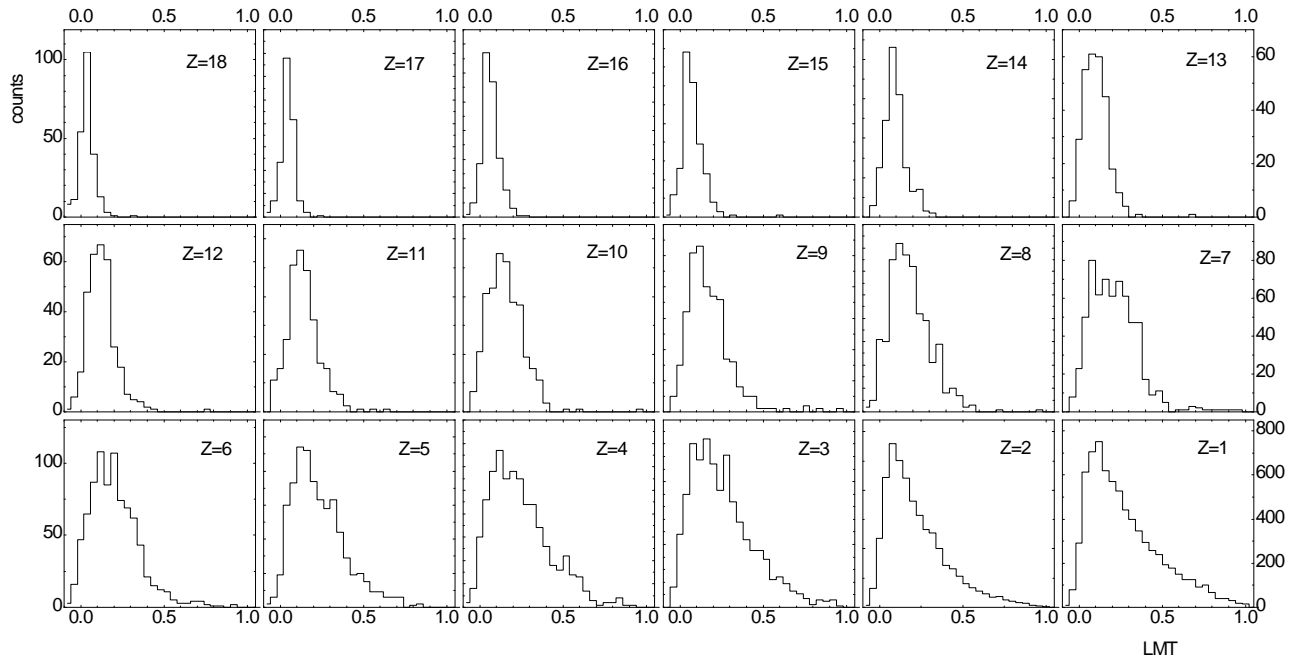


Рис. 3.45: Распределения переданных импульсов для событий, в которых детектором P2-12 регистрировались фрагменты с зарядами, указанными на рисунке. Распределения приведены без учета эффективности регистрации.

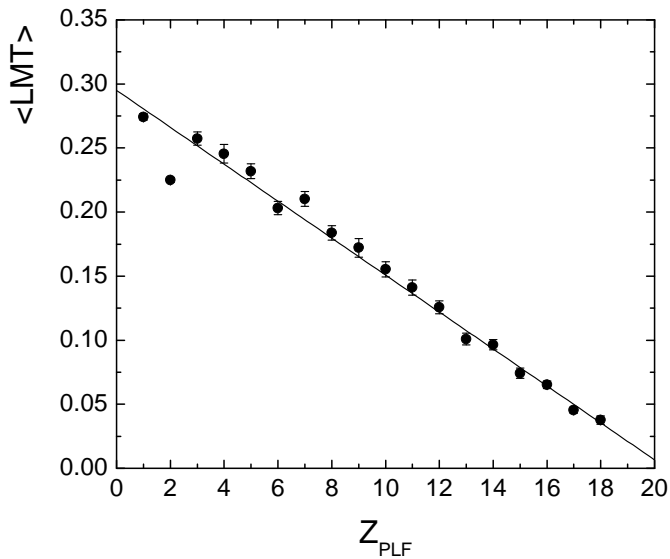


Рис. 3.46: Зависимость среднего переданного импульса от заряда фрагмента, зарегистрированного детектором P2-12 (черные точки). Прямая линия – результат фиттирования экспериментальных данных линейной зависимостью: $\langle \text{LMT} \rangle = 0.295 - 0.01442 \cdot Z_{\text{PLF}}$.

Таким образом, полученные в настоящем параграфе результаты подтверждают правомерность использования скорости центра масс фрагментов деления для классификации реакций по прицельному параметру.

корреляция суммарная масса – заряд

Распределения суммарной массы фрагментов A_{tot} , зарегистрированных газонаполненной оболочкой, приведены на рис. 3.47 для различных значений заряда Z фрагмента, зарегистрированного в совпадении с фосвич-детектором P2-12. По мере уменьшения Z растет дисперсия и уменьшается среднее значение распределения. Для $Z \lesssim 8$ отчетливо проявляется двухкомпонентная структура распределения, обусловленная вкладом неполных событий. Это отчетливо видно из рис. 3.48, на котором изображено массовое распределение фрагментов распада с $A_{\text{tot}} < 150$: в этом случае большинство составляют события с массой легкого фрагмента $A \sim 25$ (предположительно остаток снаряда) и массой тяжелого фрагмента $A \sim 100$ (один из фрагментов бинарного деления). Для построения корреляции между A_{tot} и зарядом остатка снаряда, изображенной на рис. 3.49, распределения при $Z < 8$ фиттировались суммой двух гауссианов для более точного определения положения пика от осколков деления. Уменьшение A_{tot} с уменьшением заряда остатка снаряда может быть обусловлено, по крайней мере, двумя механизмами. Во-первых, в периферийных соударениях может уменьшаться масса мишенеподобного ядра за счет его “обдирки”, как условно изображено на рис. 3.50а. В этом случае нуклон-нуклонные взаимодействия в периферийных областях приводят к вылету предравновесных частиц и, следовательно, уменьшению массы обоих ядер. Во-вторых, в результате реакций неполного слияния, когда часть снаряда сливается с ядром-мишенью (рис. 3.50b), образуется сильно-возбужденная составная система, масса которой уменьшается за счет эмиссии нуклонов в процессе девозбуждения. Обратный процесс (передача нуклонов из ядра-мишени снаряду), по-видимому, не происходит, поскольку, как следует из рис. 3.40, снарядоподобные фрагменты с зарядами, большими заряда снаряда, не наблюдаются. Отличить один механизм от другого можно попытаться на основе анализа кинематических корреляций регистрируемых продуктов реакции. К сожалению, ситуация осложняется тем, что экспериментальная информация оказывается неполной для такого рода анализа по следующим причинам:

- Во-первых, известны лишь заряд и направление скорости снарядоподобного фрагмента, но ни его масса ни энергия неизвестны. Энергетическая калибровка требует проведения специальных калибровочных измерений, поскольку функция отклика фосвич-детектора является нелинейной относительно заряда и энергии регистрируемого фрагмента. Масса же фрагмента, тем не менее, может быть определена либо по его заряду из корреляции между массой и зарядом β -стабильных изотопов, либо в предположении равенства отношений N/Z исходного ядра (^{40}Ar) и остатка снаряда.
- Во-вторых, скорость отдачи ядра-мишени не измеряется непосредственно. Вместо этого известна лишь скорость центра масс его фрагментов деления, которая несколько отличается от скорости отдачи вследствие эмиссии нуклонов. Среднее же значение скорости является достаточно хорошей оценкой скорости отдачи, если испарение нуклонов происходит изотропно в системе покоя распадающегося ядра.
- В-третьих, начальная масса составной системы неизвестна.
- В-четвертых, отсутствует информация о предравновесных частицах.

Тем не менее, делая определенные предположения относительно механизма реакции можно обсудить как должны выглядеть наблюдаемые в эксперименте корреляции в том или ином случае. Рассмотрим, например, как будет выглядеть зависимость скорости отдачи мишенеподобного фрагмента (модуль скорости и угол отдачи) от массы снарядоподобного фрагмента для двух механизмов реакции, схематично изображенных на рис. 3.50. При этом сделаем следующие предположения относительно механизмов реакций:

Для случая а): Предравновесные частицы испускаются в направлении оси пучка со скоростью, равной скорости пучка, причем снаряд и мишень вносят одинаковый вклад в число предравновесных нуклонов N_{pq} . Снарядоподобный и мишенеподобный фрагменты в данном случае выступают в роли зрителей реакции и задача эквивалентна задаче об упругом рассеянии снаряда массой $\left(A_{\text{P}} - \frac{N_{\text{pq}}}{2}\right)$ на ядре-мишени массой $\left(A_{\text{T}} - \frac{N_{\text{pq}}}{2}\right)$.

Для случая b): По аналогии с моделью неполного слияния предполагаем, что часть снаряда сливается с ядром-мишенью.

В обоих случаях пренебрегаем диссипацией энергии и энергией реакции Q_r . Искомые корреляции при сделанных предположениях легко получить на основании законов сохранения энергии и импульса (см. Приложение А.4). Полученные результаты приведены на рис. 3.53 штриховой (для случая а)) и сплошной (для случая b)) линиями. Экспериментальные распределения модуля скорости центра масс фрагментов деления мишенеподобного ядра и углом между вектором этой скорости и осью пучка приведены на рис. 3.51, 3.52 для различных значений заряда остатка снаряда. Корреляция между средними значениями этих величин и массой остатка снаряда приведена на рис. 3.53 в предположении, что масса остатка снаряда равна массе стабильного изотопа (открытые треугольники) или в предположении равенства отношений N/Z снаряда и его остатка (черные точки). Как хорошо видно, экспериментальные значения $\langle v_{CM} \rangle$ для $A_{PLF} \sim 40$ хорошо согласуются с расчетными, что говорит о состоятельности подобного рода кинематического анализа в принципе. Видно также, что метод задания массы снарядоподобного фрагмента в данном случае не является принципиальным. При меньших значениях A_{PLF} экспериментальные точки ложатся между расчетными кривыми. Это позволяет заключить, что в более реалистичной модели периферийных реакций необходимо учитывать оба механизма одновременно: и передачу нуклонов из снаряда в мишень и предравновесную эмиссию нуклонов. Кроме этого, необходимо помнить, что учет диссипации энергии и энергии реакции в уравнении для баланса энергии также повлияет на конечные значения $\langle v_{CM} \rangle$ и $\langle \Theta_{TLF} \rangle$. Интересно отметить тот факт, что зависимость $\langle \Theta_{TLF} \rangle(A_{PLF})$ вполне удовлетворительно согласуется с результатами расчета в рамках модели неполного слияния.

Таким образом, из полученных результатов видно, что для детального сравнения экспериментальных данных с расчетом необходима более адекватная модель. К сожалению, в нашем распоряжении нет соответствующих теоретических расчетов, с которыми можно было бы сравнить данные эксперимента. С другой стороны, измерение энергии снарядоподобного фрагмента позволило бы получить более глубокую экспериментальную информацию относительно механизма реакции, поэтому решение проблемы энергетической калибровки фосвич-детекторов представляется достаточно актуальной мето-

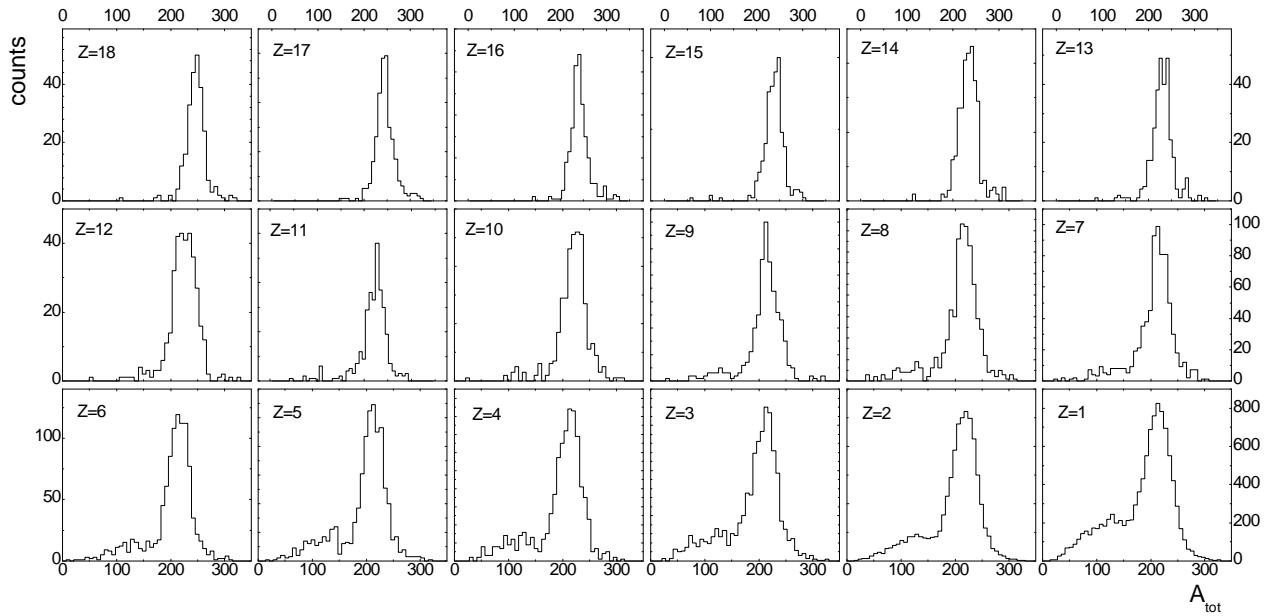


Рис. 3.47: Распределения суммарной массы фрагментов, зарегистрированных с множественностью “2” газонаполненной оболочки спектрометра ФОБОС при различных значениях заряда Z фрагмента, зарегистрированного в совпадении фосвич-детектором P2-12.

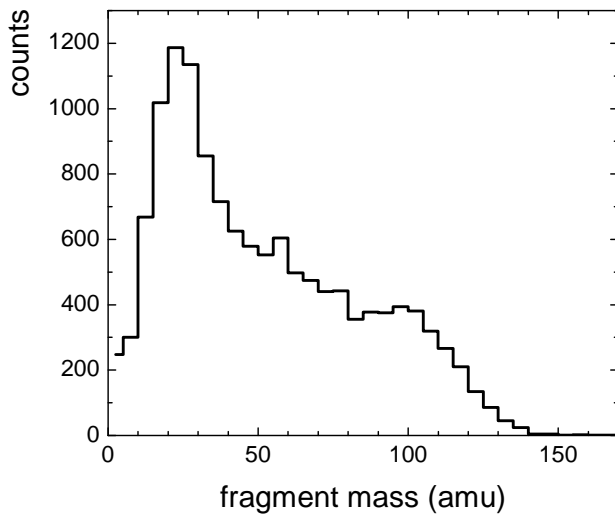


Рис. 3.48: Массовый спектр фрагментов, зарегистрированных газонаполненной оболочкой ФОБОС с множественностью “2”, суммарная масса которых $A_{\text{tot}} < 150$.

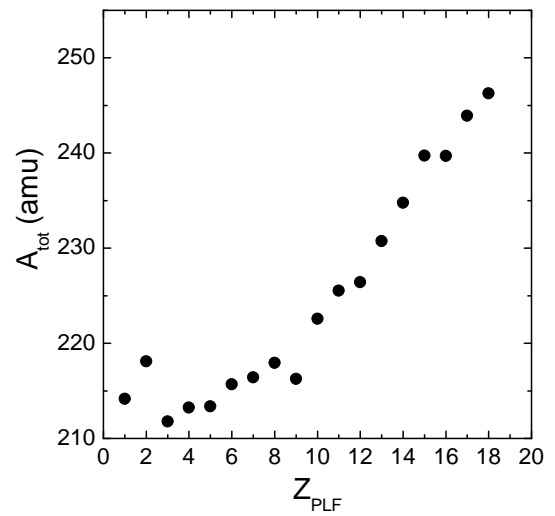


Рис. 3.49: Зависимость средней суммарной массы фрагментов деления от заряда снарядоподобного фрагмента, зарегистрированного фосвич-детектором P2-12.

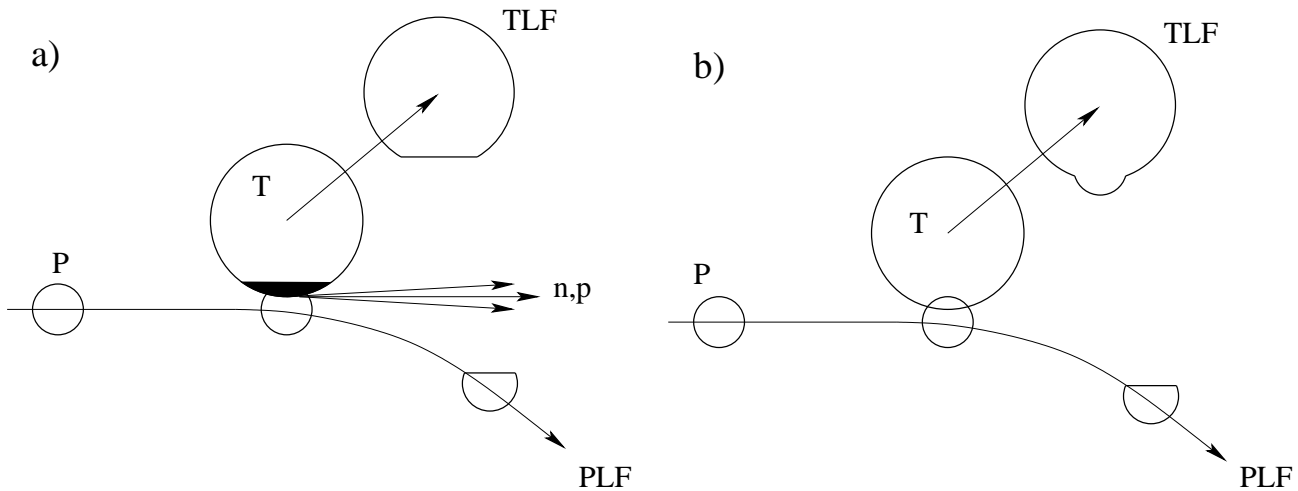


Рис. 3.50: Схематическая диаграмма двух возможных механизмов периферийных ядерных реакций: а) снарядоподобный (PLF) и мишенеподобный (TLF) фрагменты являются зрителями реакции, а в роли участников реакции выступают нуклоны из перекрывающихся областей обоих ядер; б) по аналогии с моделью неполного слияния часть снаряда сливается с ядром-мишенью.

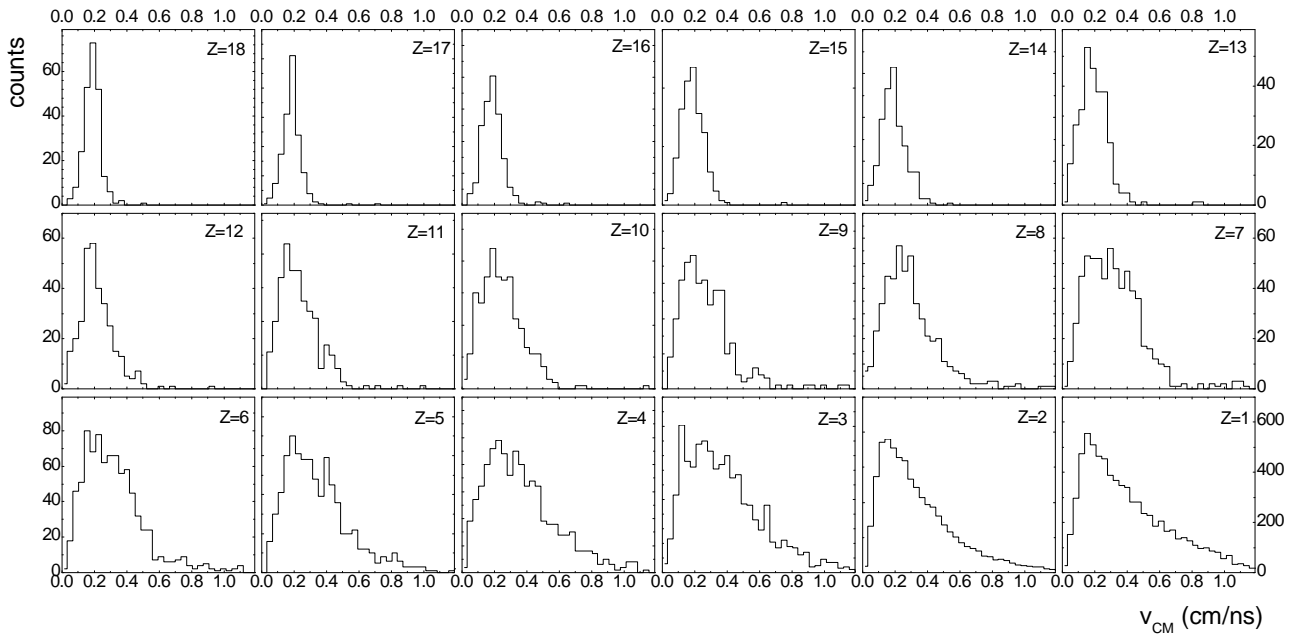


Рис. 3.51: Распределения модуля скорости центра масс фрагментов бинарного деления, зарегистрированных газонаполненной оболочкой спектрометра ФОБОС, при различных значениях заряда фрагмента, зарегистрированного в совпадении фосвич-детектором P2-12.

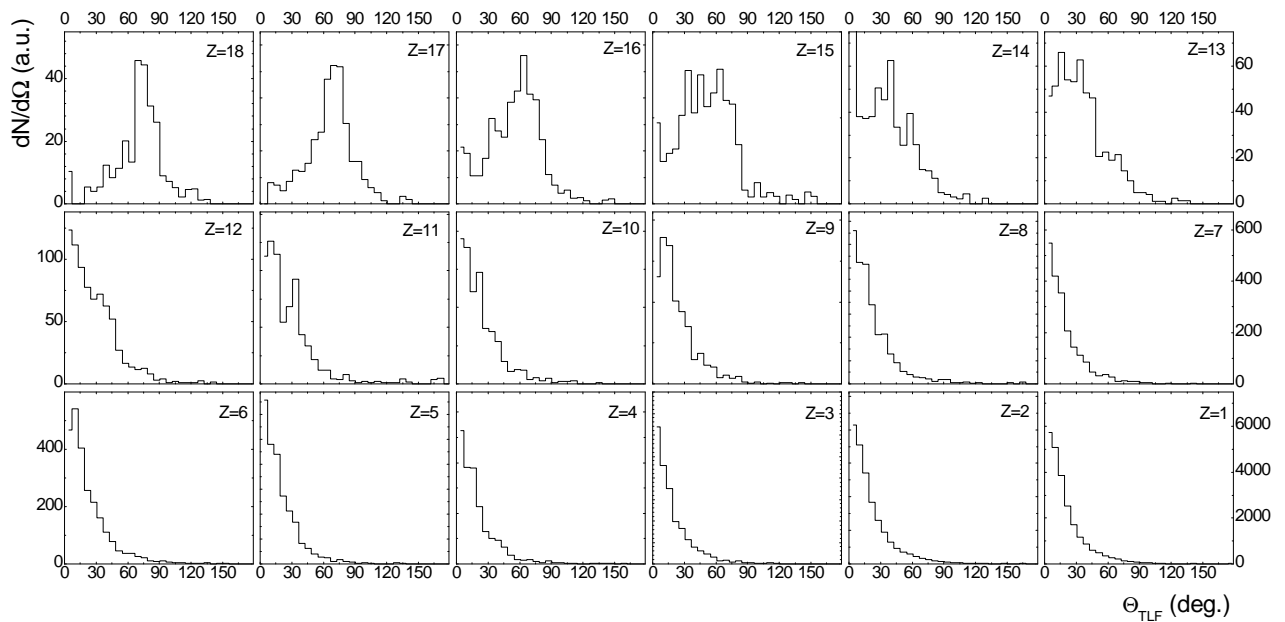


Рис. 3.52: Угловые распределения мишенеподобных ядер отдачи при различных значениях заряда фрагмента, зарегистрированного в совпадении фосвич-детектором P2-12. (Θ_{TLF} – угол между вектором скорости центра масс фрагментов деления и осью пучка.)

дической задачей.

3.7 некоторые выводы

В настоящей главе описаны методы калибровки газонаполненных детекторов 4π спектрометра ФОБОС и восстановления физических характеристик фрагментов распада составных систем, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами при промежуточных энергиях, по измеряемым в эксперименте параметрам (времени пролета, кинетической энергии и в ряде случаев заряду фрагментов). Получена информация о характеристиках изучаемых ядерных реакций. Установлено, что составная система образуется в реакциях в широком диапазоне энергий возбуждения вплоть до значений, соответствующих полному слиянию сталкивающихся ядер. Показана правомерность использования скорости центра масс фрагментов распада в качестве меры энергии возбуждения составной системы.

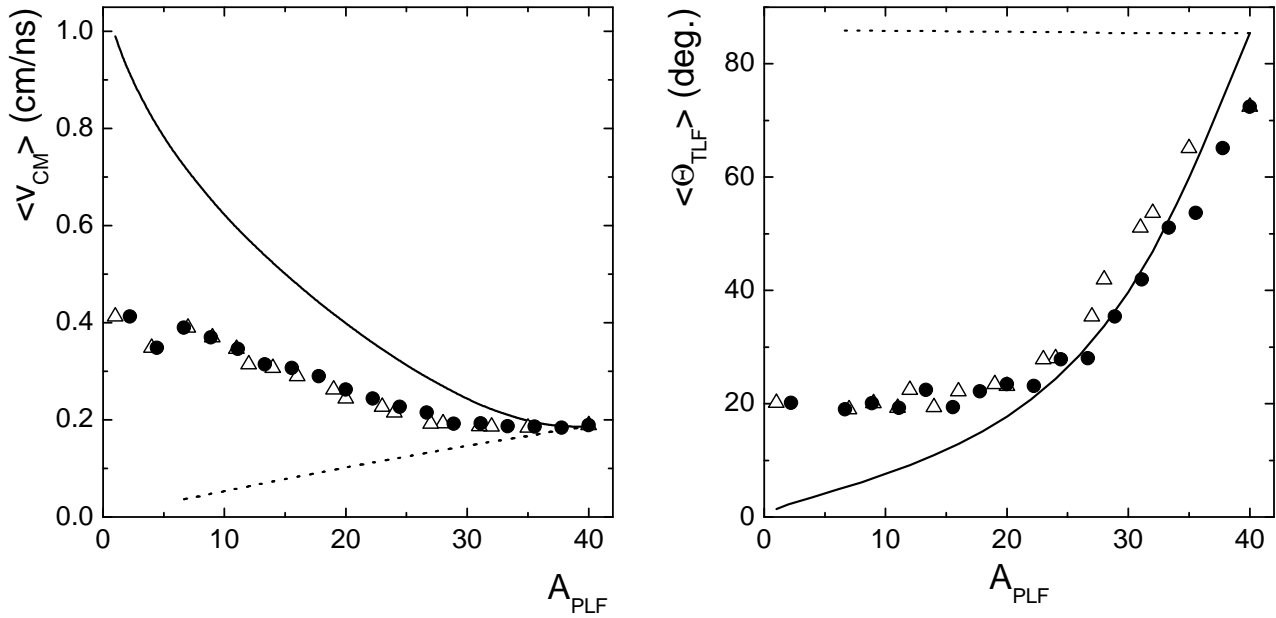


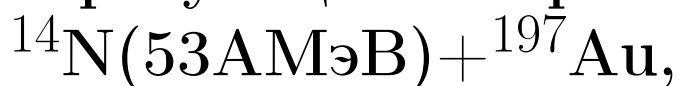
Рис. 3.53: Точки: средние значения распределений величин, изображенных на рис. 3.51,3.52, как функция массы снарядоподобного фрагмента, полученной в предположении равенства отношений N/Z в снаряде и в снарядоподобном фрагменте (черные точки) и на основании корреляции между зарядом и массой β -стабильных ядер (открытые треугольники).

Линии: ожидаемые корреляции соответствующих переменных для двух механизмов периферийных реакций, схематично изображенных на рис. 3.50а (штриховая линия) и рис. 3.50b (сплошная линия).

Глава 4

Исследование характеристик тройных распадов ядерных систем,

образующихся в реакциях



Настоящая глава посвящена анализу тройных распадов в реакциях $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ}) + ^{197}\text{Au}$, $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ}) + ^{232}\text{Th}$, и $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ}) + ^{248}\text{Cm}$. Под событиями тройного распада будем понимать такие события, в которых газонаполненной оболочкой спектрометра ФОБОС регистрировались три фрагмента. Целью анализа будет изучение характеристик тройных распадов и попытка установления на их основе механизма распада. Основной акцент будет сделан на изучении характеристик масс-симметричных тройных распадов как потенциальных кандидатах событий тройного деления.

4.1 отбор событий

Отбор полных событий осуществлялся аналогично отбору событий бинарного деления. На рис. 4.1 приведена матрица *переносная скорость-суммарная масса фрагментов* и графическое условие отбора событий на примере реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ}) + ^{248}\text{Cm}$. Второе условие отбора (рис. 4.2) накладывалось на поперечные (по отношению к направлению пучка) компоненты сум-

марного импульса фрагментов. События, лежащие вне графических критериев отбора, отбрасывались. С помощью таких условий отбора было отброшено приблизительно 25% событий, зарегистрированных с множественностью три. Полное число событий, удовлетворяющих критериям отбора, составило: 1.7×10^4 в реакции $^{14}\text{N}(53\text{AM}\text{ЭВ})+^{197}\text{Au}$, 3.2×10^4 в реакции $^{14}\text{N}(53\text{AM}\text{ЭВ})+^{232}\text{Th}$ и 6.1×10^4 в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AM}\text{ЭВ})+^{248}\text{Cm}$.

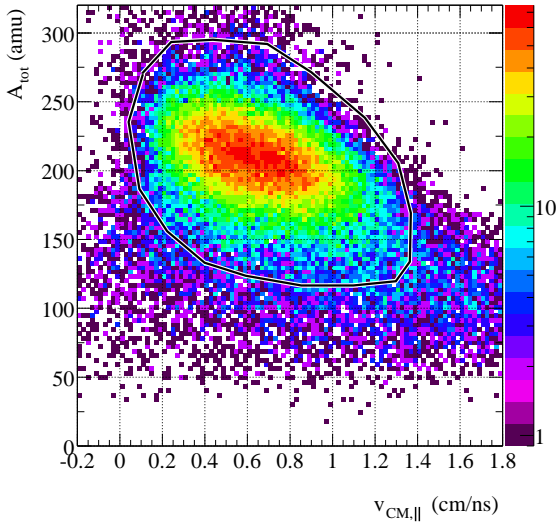


Рис. 4.1: Корреляция между проекцией скорости центра масс фрагментов на ось пучка и суммарной массой фрагментов в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AM}\text{ЭВ})+^{248}\text{Cm}$. Сплошной контур – графический критерий отбора полных событий.

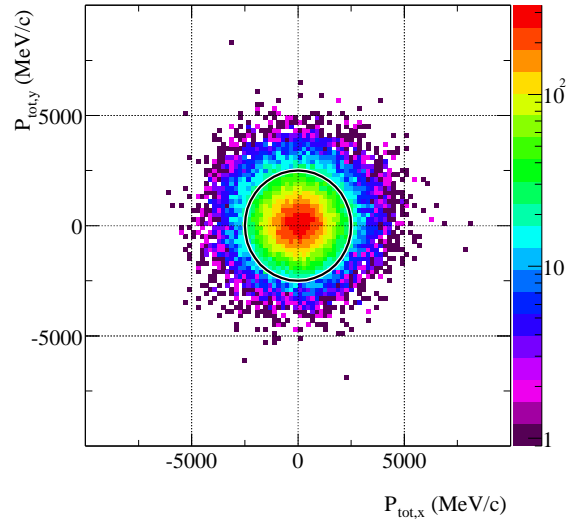


Рис. 4.2: Корреляция между проекциями суммарного импульса фрагментов на плоскость, перпендикулярную оси пучка в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AM}\text{ЭВ})+^{248}\text{Cm}$. Окружность – графическое условие отбора полных событий.

4.2 характеристики тройных распадов

массовое распределение продуктов

Для последующего анализа отсортируем фрагменты в каждом событии по массе на легкий (L), средний (M) и тяжелый (H): $A_H \geq A_M \geq A_L$. Массовые распределения фрагментов изображены на рис. 4.3. Падение выхода при $A_L \lesssim 15$ обусловлено уменьшением эффективности регистрации легких фрагментов вследствие порогов ПЧЛС. Обращает на себя внимание форма

массового распределения легкого фрагмента: быстрое падение выхода с ростом A_L в области фрагментов промежуточной массы сменяется более пологим ходом распределения при $A_L \gtrsim 40$. Такое поведение массового спектра может служить указанием на принципиально разные механизмы образования легких фрагментов с $A_L \lesssim 30$ и $A_L \gtrsim 40$. Наличие плеча в массовом распределении при $A_L \gtrsim 40$ исключает испарительный механизм образования тяжелых фрагментов. Согласно статистической модели, вероятность испарения фрагмента определяется высотой кулоновского барьера, который фрагмент должен преодолеть чтобы покинуть компаунд-ядро. Это приводит к экспоненциальному падению выходов фрагмента с ростом его заряда (массы). Резкое падение выхода фрагментов с $A_L \gtrsim 60$ есть тривиальное следствие исчерпания доступной массы в системе. Заштрихованные гистограммы на рис. 4.3 соответствуют масс-симметричным распадам, отобранным путем накладывания ограничения снизу на массу легкого фрагмента: $A_L > 35$ в реакции $^{14}\text{N}(53\text{AM}\bar{\text{B}})+^{197}\text{Au}$, $A_L > 40$ в реакции $^{14}\text{N}(53\text{AM}\bar{\text{B}})+^{232}\text{Th}$ и $A_L > 50$ в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AM}\bar{\text{B}})+^{248}\text{Cm}$. Хорошо видно, что отбор легких фрагментов определенного класса приводит к существенному изменению массовых спектров двух других фрагментов, что исключает случайные совпадения как один из возможных источников событий с множественностью три. Видно также, что прирост массы легкого фрагмента происходит за счет как среднего так и тяжелого фрагментов, в результате чего средняя масса дополнительных тяжелых фрагментов уменьшается и распады становятся более симметричными по массе фрагментов.

далитц-диаграммы

Более наглядное представление о заселенности мод распада с различными отношениями масс фрагментов дают диаграммы, аналогичные диаграммам Далитца (рис. 4.4). Каждому событию распада на три фрагмента в такой диаграмме соответствует точка, расположенная таким образом, что расстояния от нее до сторон равностороннего треугольника пропорциональны массам фрагментов. Из приведенных диаграмм хорошо видно, что большинство событий составляют распады, в которых образуются один фрагмент промежуточной массы и два тяжелых фрагмента. Такие события сконцентрированы вблизи сторон треугольника. В реакции $^{14}\text{N}(53\text{AM}\bar{\text{B}})+^{197}\text{Au}$ заметное число событий составляют распады с образованием двух легких и одного

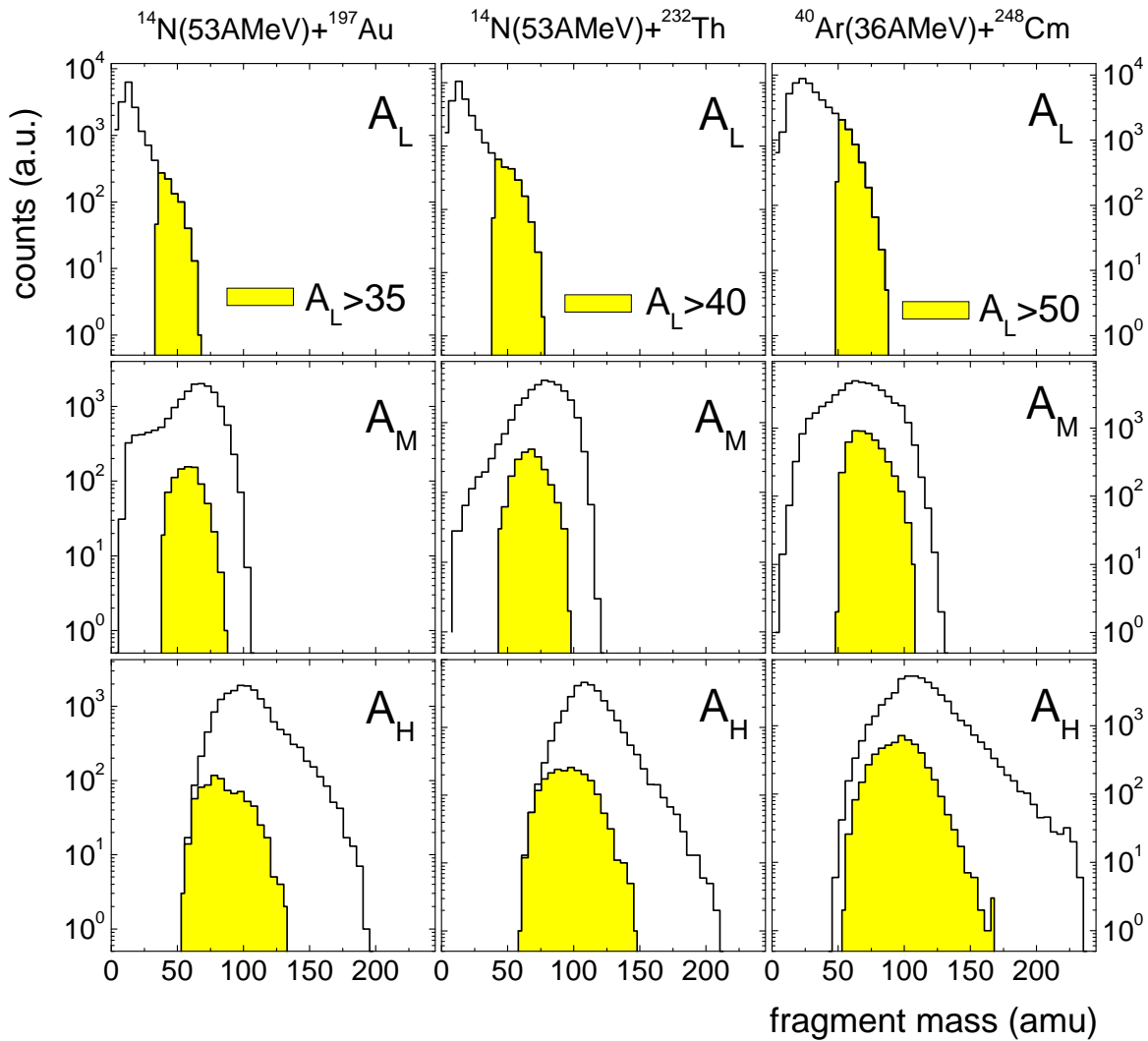


Рис. 4.3: Массовые распределения фрагментов в событиях, зарегистрированных газонаполненной оболочкой спектрометра ФОБОС с множественностью три в реакциях $^{14}\text{N}(53\text{A MeV})+^{197}\text{Au}$ (левый столбец), $^{14}\text{N}(53\text{A MeV})+^{232}\text{Th}$ (средний столбец) и $^{40}\text{Ar}(36\text{A MeV})+^{248}\text{Cm}$ (правый столбец). Заштрихованные гистограммы соответствуют масс-симметричным распадам.

тяжелого фрагмента (несмотря на малую эффективность регистрации таких событий). Такие события сконцентрированы вблизи вершин треугольника. Области, соответствующие масс-симметричным распадам, выделены на рис. 4.4 треугольником в центре. Хорошо прослеживается тенденция возрастания заселенности масс-симметричной области при увеличении суммарной массы снаряда и мишени.

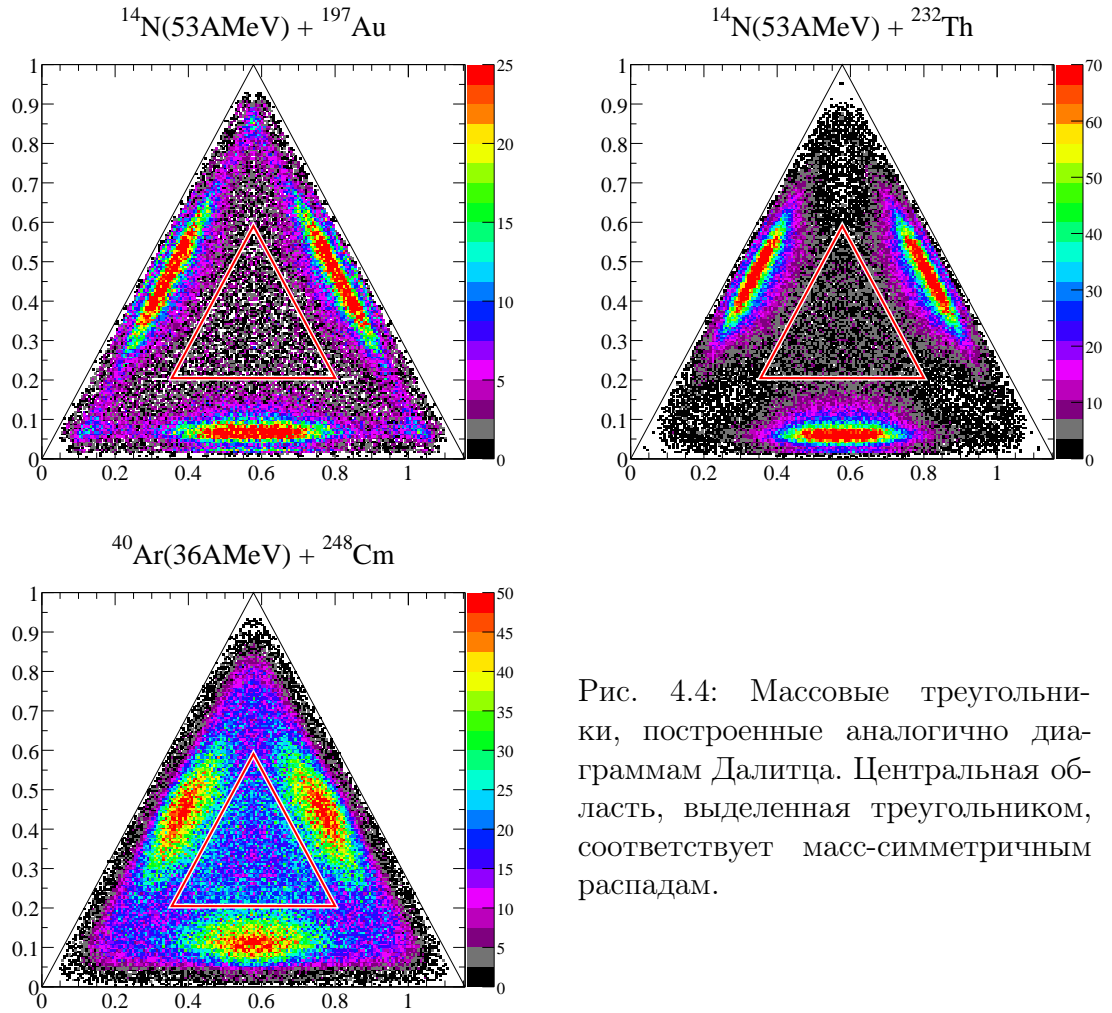


Рис. 4.4: Массовые треугольники, построенные аналогично диаграммам Далитца. Центральная область, выделенная треугольником, соответствует масс-симметричным распадам.

корреляция между массой и скоростью фрагмента

На рис. 4.5 приведены корреляции между массой фрагмента и его скоростью в лабораторной системе координат для всех трех изучаемых реакций. На рис. 4.6 изображены зависимости средней скорости фрагмента от его массы. Сходство приведенных зависимостей для всех трех реакций указывает на общность механизмов распадов в этих реакциях. С увеличением массы системы в среднем растут и скорости фрагментов, что является признаком того, что скорости приобретаются фрагментами за счет их кулоновского расталкивания. Для сравнения на рис. 4.6 сплошной линией показана расчетная зависимость для реакции $^{14}\text{N}(53\text{A MeV}) + ^{232}\text{Th}$, полученная в предположении, что легкий фрагмент образуется в результате асимметричного деления со-

ставного ядра на два фрагмента с массами A_L и $(A_M + A_H)$. Расчетные значения хорошо согласуются с экспериментальными данными и лишь в области $A < 20$ наблюдается различие, которое может быть обусловлено вкладом от реакций глубоконеупругих столкновений, в которых начальная кинетическая энергия снарядоподобного фрагмента не полностью диссипирована. В расчетах использовалась следующая зависимость суммарной кинетической энергии (ТКЕ) фрагментов от их массовых чисел A_1 и A_2 и зарядов Z_1 и Z_2 [84, 85]:

$$\langle \text{ТКЕ} \rangle = \frac{0.2904 \cdot (Z_1 + Z_2)^2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3} - (A_1 + A_2)^{1/3}} \cdot \frac{A_1 \cdot A_2}{(A_1 + A_2)^2}. \quad (4.1)$$

Эта зависимость хорошо согласуется с систематикой симметричного бинарного деления, предложенной в работе [79], и правильно предсказывает ТКЕ для асимметричного деления. Скорость пучка составляет $v_{\text{beam}} = 10.1$ см/нс в реакциях $^{14}\text{N}(53\text{АМЭВ}) + ^{197}\text{Au}$, $^{14}\text{N}(53\text{АМЭВ}) + ^{232}\text{Th}$ и $v_{\text{beam}} = 8.3$ см/нс в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{АМЭВ}) + ^{248}\text{Cm}$. Эти значения существенно больше скорости фрагментов с массами порядка или меньше массы снаряда, которые могли бы быть остатками снаряда (снарядоподобные фрагменты или PLF). Следовательно, если такие фрагменты действительно образуются в результате реакций глубоконеупругих столкновений иона с ядром, то можно сказать, что такие взаимодействия характеризуются сильной диссипацией кинетической энергии налетающего иона. Подчеркнем, что целью расчетов было не добиться идеального согласия с экспериментом, а лишь продемонстрировать факт кулоновского источника энергии фрагментов.

угловые распределения фрагментов

Угловые распределения легкого фрагмента в системе центра масс трех фрагментов, накопленные для симметричных и асимметричных распадов, представлены на рис. 4.7-4.9. Эффективность регистрации событий тройного распада рассчитывалась с использованием генератора событий и экспериментального фильтра, которые будут описаны в разделе 4.4. Наблюдается ярко выраженная направленность вперед легкого фрагмента в масс-асимметричных распадах, что является указанием на предравновесный характер эмиссии фрагмента. Это может быть, например, реакция глубоконеупругого взаимодействия снаряда с ядром-мишенью с последующим делением ядра-остатка. Угловое распределение легкого фрагмента в масс-

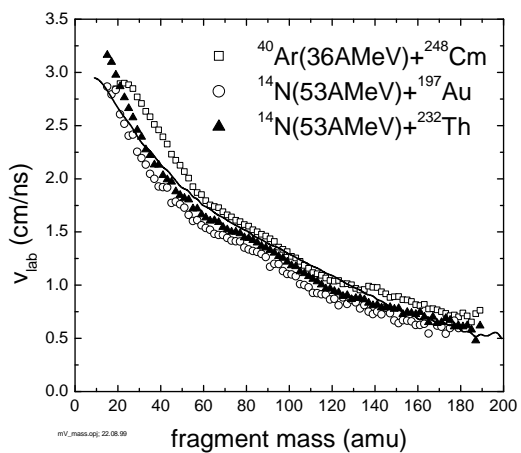
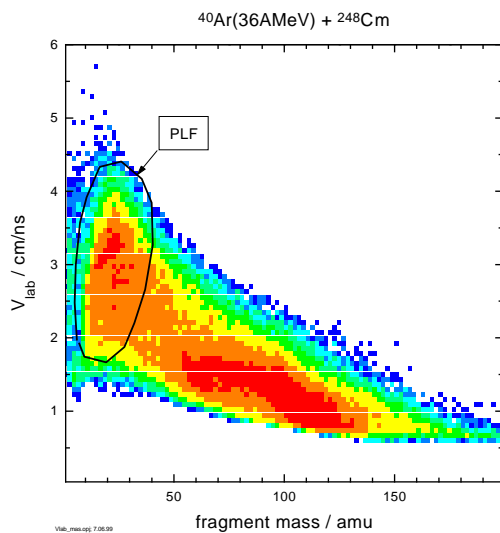
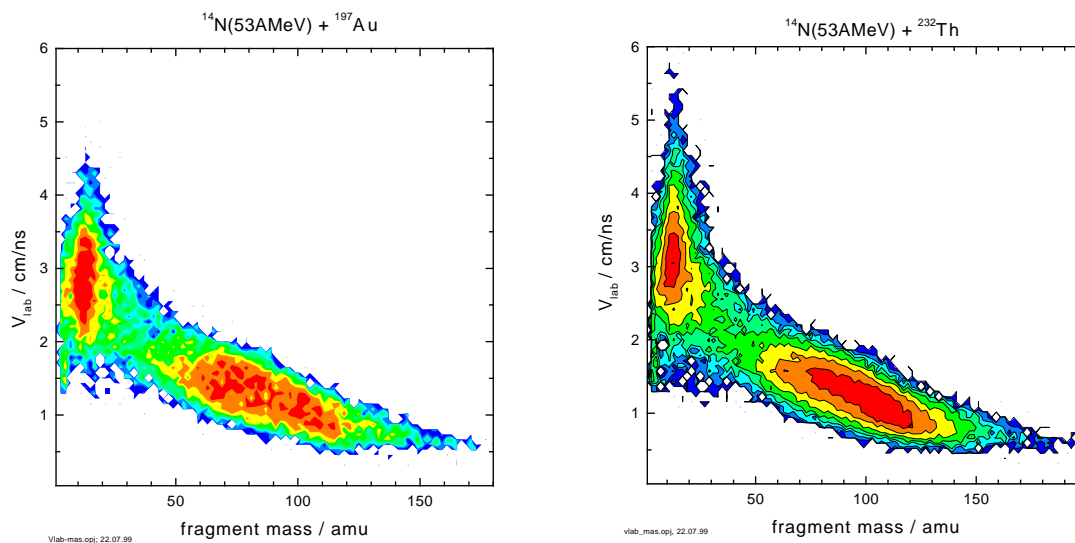


Рис. 4.5: Корреляция между массой и скоростью фрагмента в лабораторной системе координат.

Рис. 4.6: Средняя скорость фрагмента в лабораторной системе координат как функция его массы. Символы – экспериментальные данные, линия – расчетные значения для реакции $^{14}\text{N}(53\text{AMeV}) + ^{232}\text{Th}$ в предположении, что легкий фрагмент образуется в результате асимметричного деления составного ядра на два фрагмента.

симметричных распадах характеризуется симметрией вперед-назад, что может служить указанием на распад *релаксированной* системы. На рис. 4.7-4.9 наряду с распределением, поправленным на эффективность регистрации приведены и сырые экспериментальные данные, из которых также отчетливо видна направленность вперед легкого фрагмента в масс-асимметричных распадах.

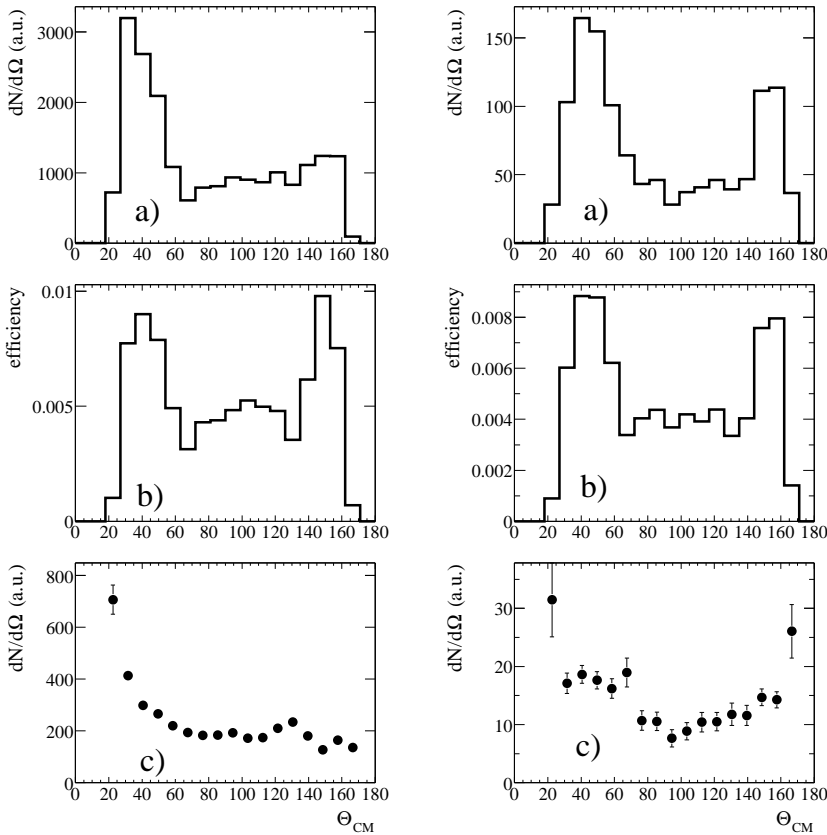
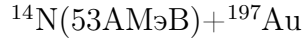


Рис. 4.7: Распределения углов вылета легкого фрагмента по отношению к оси пучка в системе центра масс трех фрагментов в реакции $^{14}\text{N}(53\text{AM}\text{ЭВ})+^{197}\text{Au}$. Слева: для асимметричных ($A_L < 25$), справа: симметричных ($A_L > 35$) распадов. а) экспериментальное распределение; б) эффективность регистрации; в) распределение, поправленное на эффективность регистрации.

Наибольший вклад от событий глубоконеупругих столкновений среди изучаемых реакций ожидается в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AM}\text{ЭВ})+^{248}\text{Cm}$. Рассмотрим некоторые характеристики асимметричных распадов в этой реакции.

Корреляция между массой легкого фрагмента и углом вылета в системе центра масс фрагментов приведена на рис. 4.10. Для удобства представления данных весь диапазон масс легкого фрагмента разбит на две части: на рис. 4.10а приведена матрица, накопленная из событий, в которых масса самого легкого фрагмента не превышает 35 а.е.м, а на рис. 4.10б – та же самая матрица, но накопленная с условием, что масса легкого фрагмента больше

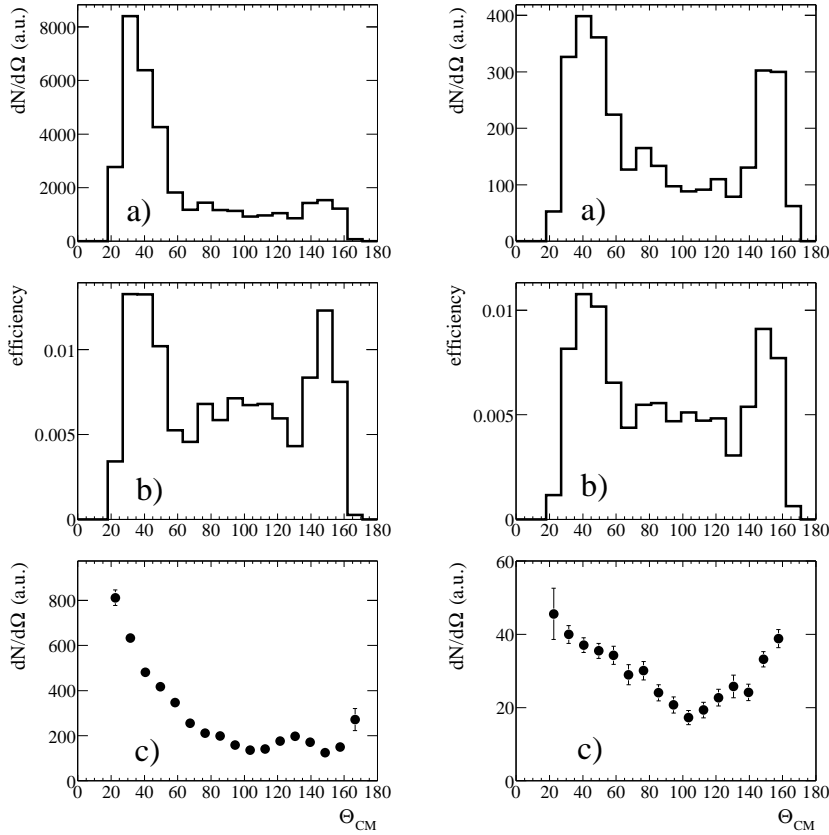
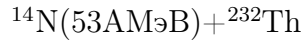


Рис. 4.8: Распределения углов вылета легкого фрагмента в системе центра масс трех фрагментов в реакции $^{14}\text{N}(53\text{AM}\text{ЭВ})+^{232}\text{Th}$. Слева: для асимметричных ($A_L < 25$), справа: симметричных ($A_L > 40$) распадов. а) экспериментальное распределение; б) эффективность регистрации; в) распределение, поправленное на эффективность регистрации.

45 а.е.м. Хорошо прослеживаемая на рис. 4.10а зависимость средней массы от угла вылета фрагмента также является указанием на предравновесный характер распада. Средняя масса более тяжелых фрагментов (рис. 4.10b), напротив, не зависит от направления эмиссии фрагмента. Этот факт, однако, еще не является достаточным признаком равновесности механизма образования фрагмента: если время протекания процесса сопоставимо с периодом вращения составной системы, то угловое распределение может и не иметь заметных особенностей.

Масс-симметричные распады представляют наибольший интерес и в дальнейшем будут анализироваться характеристики именно таких распадов.

относительные скорости и углы разлета фрагментов

Распределения относительных скоростей и относительных углов разлета фрагментов в системе их центра масс изображены на рис. 4.11-4.13 для масс-симметричных распадов. Ширина распределений уменьшается с ростом за-

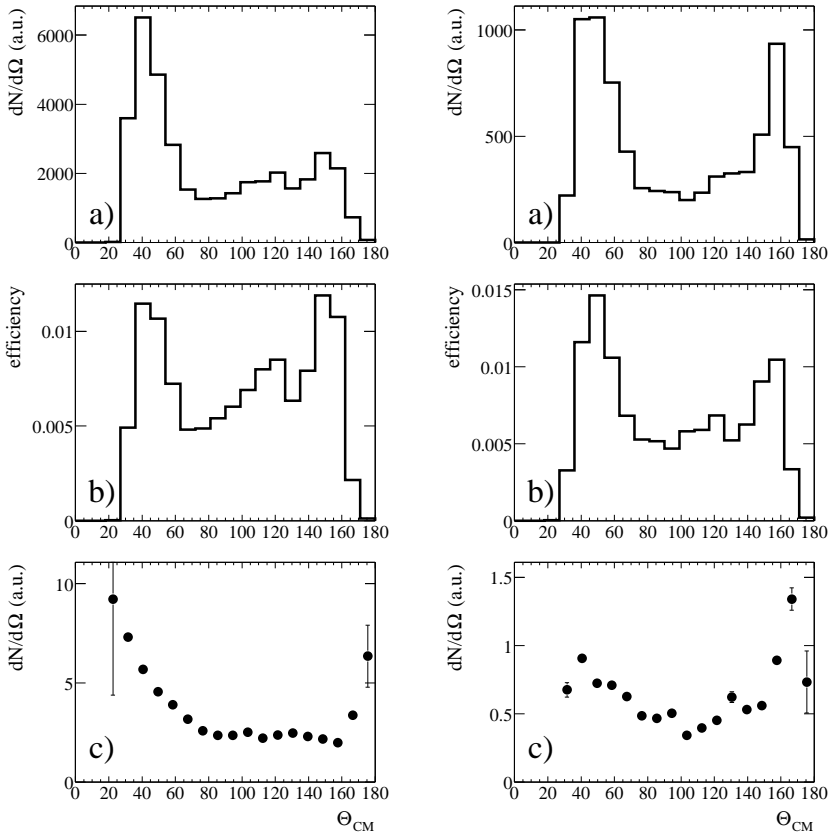


Рис. 4.9: Распределения углов вылета легкого фрагмента в системе центра масс трех фрагментов в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AM}\bar{\text{B}}) + ^{248}\text{Cm}$. Слева: для асимметричных ($A_L < 30$), справа: симметричных ($A_L > 50$) распадов. а) экспериментальное распределение; б) эффективность регистрации; в) распределение, поправленное на эффективность регистрации.

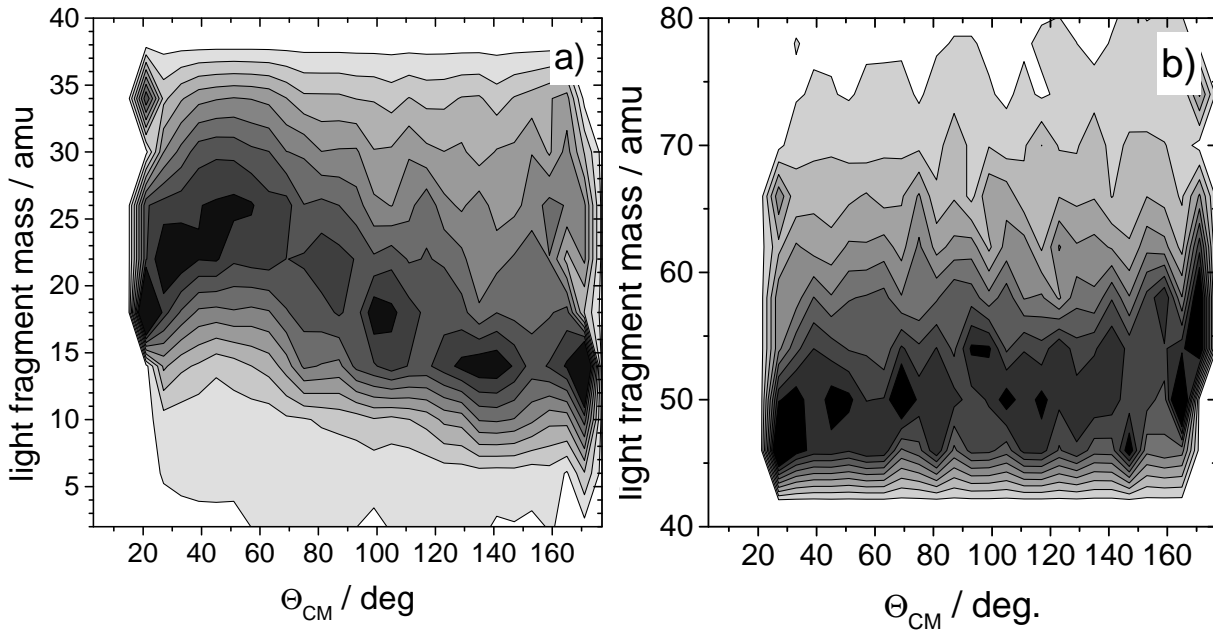


Рис. 4.10: Корреляция между массой самого легкого фрагмента и углом вылета в системе центра масс фрагментов.

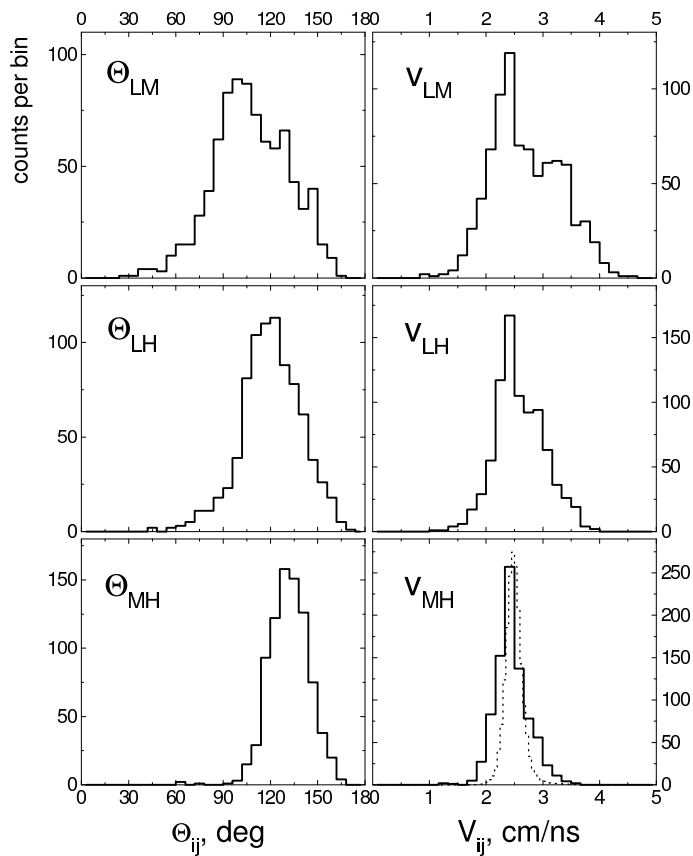


Рис. 4.11: Распределения относительных скоростей (справа) и относительных углов разлета фрагментов в их системе центра масс (слева) в реакции $^{14}\text{N}(53\text{AMeV})+^{197}\text{Au}$. Распределение относительных скоростей фрагментов в бинарном делении показано на правом нижнем рисунке пунктирной гистограммой.

ряда фрагментов, что, как отмечалось в работе [54], является признаком того, что кинетическая энергия этих фрагментов приобретена за счет энергии их кулоновского расталкивания. Распределения относительных скоростей фрагментов бинарных распадов в изучаемых реакциях показаны на рисунках пунктирной гистограммой для сравнения. Небольшая ширина этого распределения и среднее значение в районе ~ 2.4 см/нс являются характерными признаками событий бинарного деления. Узкая компонента с максимумом в районе $2.2 \div 2.4$ см/нс присутствует во всех распределениях на рис. 4.11-4.13. Это означает, что по крайней мере в части данных проявляются двухтельные корреляции фрагментов и присутствие третьего фрагмента не оказывает существенного влияния на величину относительной скорости разлета двух других фрагментов. Этот факт будет использован в дальнейшем при выборе модели тройного распада для анализа данных.

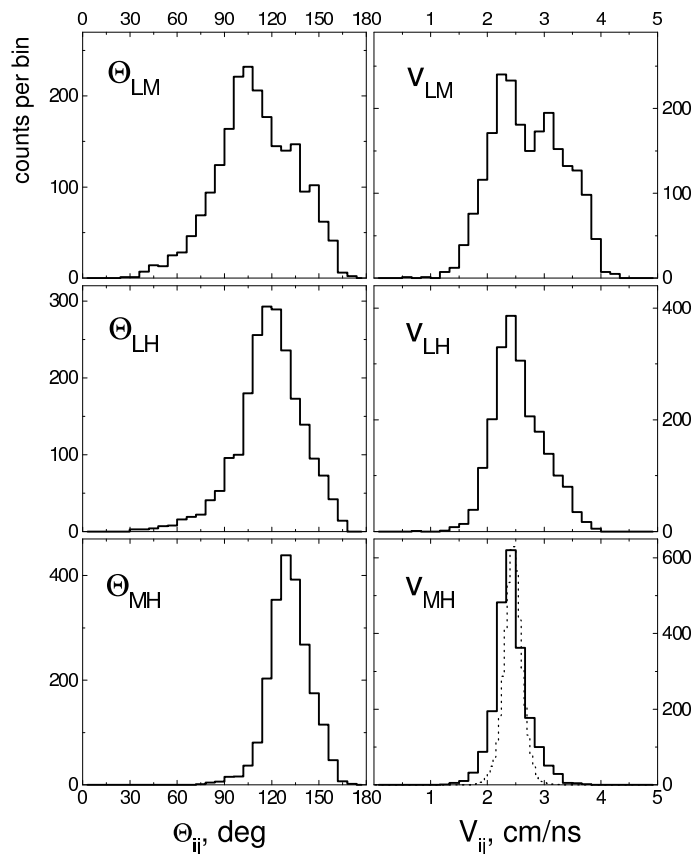


Рис. 4.12: Распределения относительных скоростей (справа) и относительных углов разлета фрагментов в их системе центра масс (слева) в реакции $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ}) + ^{232}\text{Th}$. Распределение относительных скоростей фрагментов в бинарном делении показано на правом нижнем рисунке пунктирной гистограммой.

функция возбуждения тройных распадов

Большой интерес представляет проследить эволюцию вероятности тройных распадов в зависимости от прицельного параметра. Дифференциальные сечения тройных распадов изображены в верхней части рис. 4.14 как функция переданного импульса в сравнении с аналогичной характеристикой для бинарного деления. Торий и кюрий являются легко делящимися ядрами, поэтому даже периферийные соударения (маленькие значения LMT) приводят к бинарному делению. Тройные же распады происходят при более центральных соударениях (большие LMT). Учитывая связь между переданным импульсом и начальной энергией возбуждения ядра (3.7), можно сделать вывод, что *тройные распады связаны с большими начальными энергиями возбуждения составной системы.*

Функции возбуждения тройных распадов (отношение сечения тройных распадов к выходу бинарного деления в зависимости от LMT) изображены в нижней части рис. 4.14. Наблюдается быстрый рост функции возбуждения в области LMT от 0.2 до 0.5 и затем существенно более пологий ход

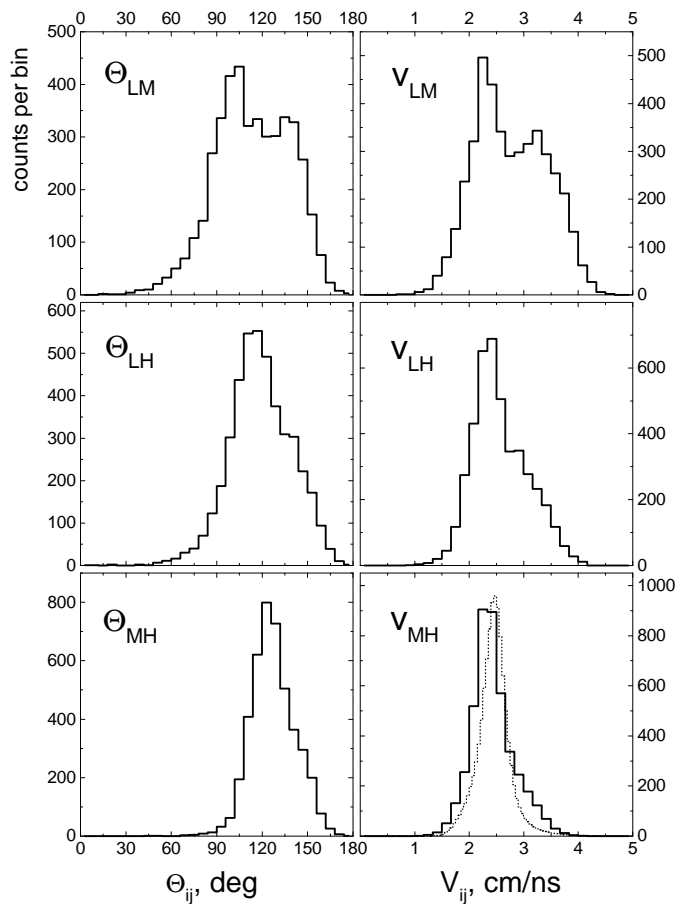


Рис. 4.13: Распределения относительных скоростей (справа) и относительных углов разлета фрагментов в их системе центра масс (слева) в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AMeV}) + ^{248}\text{Cm}$. Распределение относительных скоростей фрагментов в бинарном делении показано на правом нижнем рисунке пунктирной гистограммой.

при больших значениях LMT. Насыщение в зависимости отношения выхода тройных событий к выходу бинарного деления при больших LMT может служить возможным указанием на схожесть механизмов обоих типов распадов. Мультифрагментация как один из возможных источников тройных событий может быть исключена из рассмотрения, поскольку вероятность мультифрагментации сильно зависит от энергии возбуждения ядра [86] и для этого канала распада следовало бы ожидать быстрого роста вероятности распада при больших значениях энергии возбуждения.

Интегральные сечения масс-симметричных тройных распадов приведены в таблице 4.1.

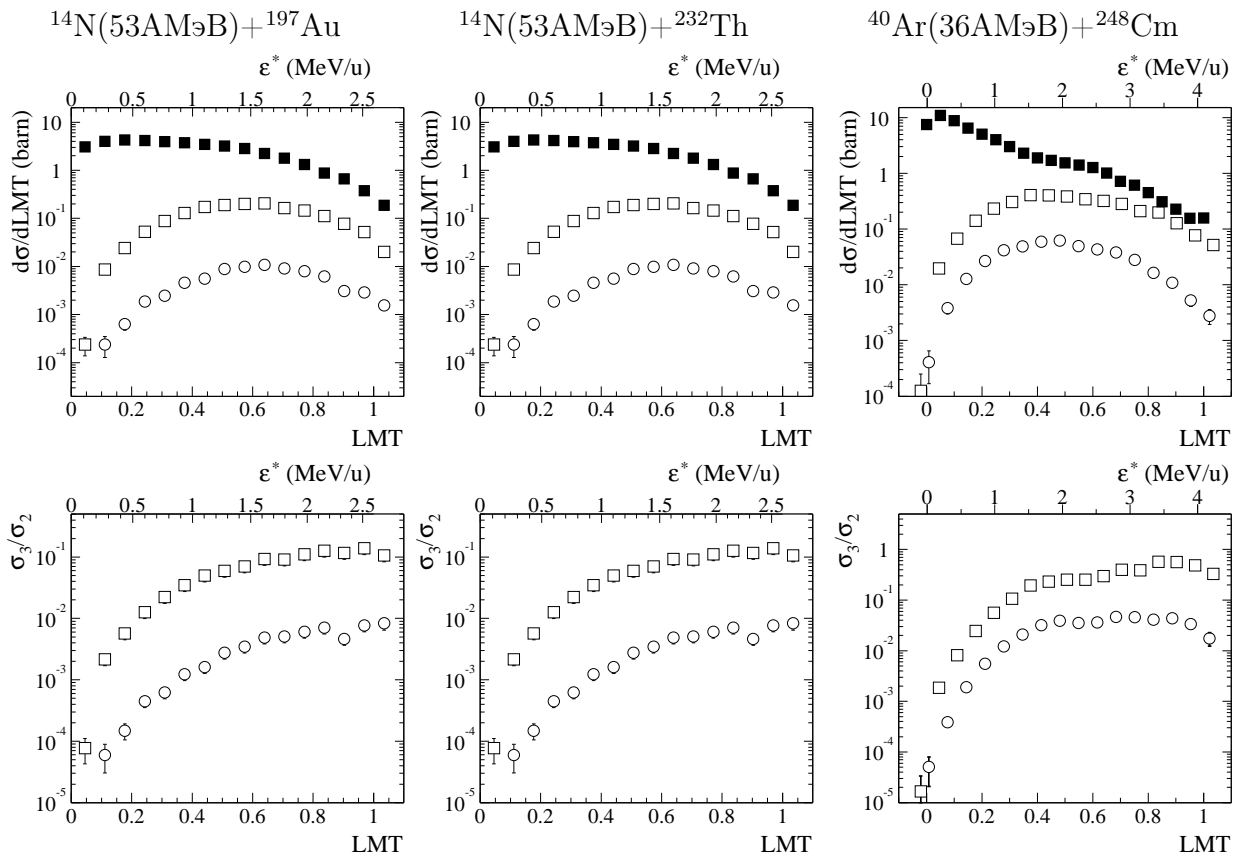


Рис. 4.14: Верхний ряд: Дифференциальное сечение тройных масс-симметричных (открытые кружки) и асимметричных (открытые квадратики) распадов и бинарного деления (закрытые квадратики) как функция переданного импульса (нижняя шкала) и начальной энергии возбуждения составной системы (верхняя шкала). Нижний ряд: Отношение выходов тройных масс-симметричных (открытые кружки) и асимметричных (открытые квадратики) распадов к бинарному делению.

4.3 характеристики составной системы

Попробуем теперь установить некоторые характеристики самого распадающего объекта на основе характеристик продуктов его распада.

масса составной системы

В качестве оценки массы составной системы можно взять суммарную массу фрагментов ее распада. Эта величина уже фигурировала на рис. 4.1. Теперь на рис. 4.15 мы приводим распределение суммарной массы трех фрагментов для всех зарегистрированных событий (обычная гистограмма) и для масс-

симметричных распадов (заштрихованная гистограмма). Параметры распределения для масс-симметричных распадов приведены в таблице 4.1. Средняя суммарная масса фрагментов составляет $80 \div 90\%$ от суммарной массы ядер во входном канале реакции. Недостающую массу можно отнести за счет процессов предравновесной эмиссии частиц, а также испарения нуклонов в ходе девозбуждения составной системы и фрагментов распада.

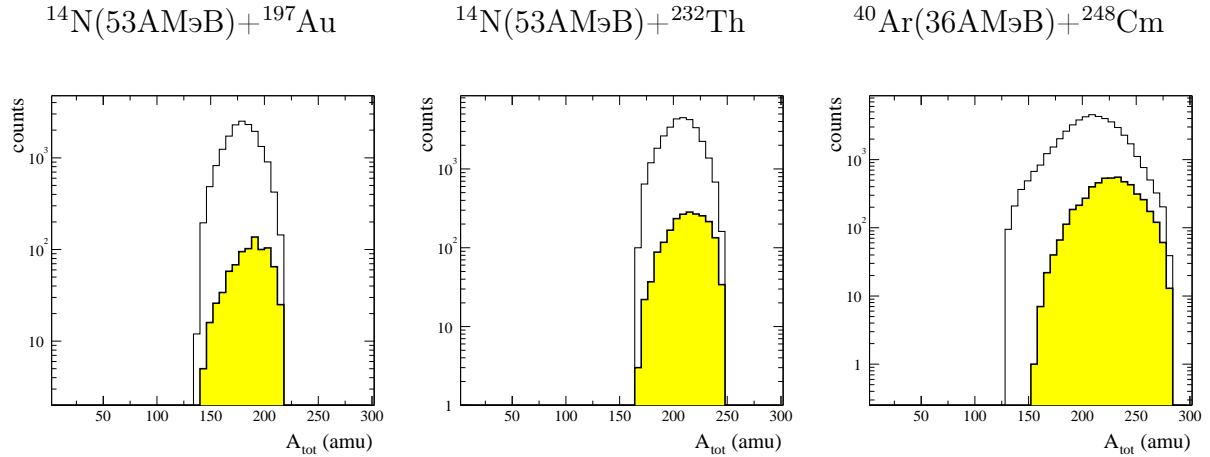


Рис. 4.15: Распределение суммарной массы трех фрагментов для всех событий (гистограмма) и для событий масс-симметричного распада (заштрихованная гистограмма).

УГЛОВОЙ МОМЕНТ СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ

Следующей важной характеристикой составной системы, определяющей характер ее распада, является ее угловой момент. К сожалению, непосредственно измерить в эксперименте эту величину невозможно. Тем не менее, о величине углового момента системы можно судить по характеру угловых распределений ее продуктов распада. Так, например, для случая бинарного деления из теории известно [87], что косинус угла Θ_{FF} между спином \vec{J} ядра и осью деления пропорционален

$$\exp\left(-\frac{1}{2} \frac{J^2}{K_0^2} \cos^2(\Theta'_{FF})\right). \quad (4.2)$$

K_0 зависит от эффективного момента инерции I_{eff} и температуры T делящегося ядра:

$$K_0^2 = \frac{I_{eff} \cdot T}{\hbar^2}. \quad (4.3)$$

(4.4)

I_{eff} может быть выражен через параллельную I_{\parallel} и перпендикулярную I_{\perp} составляющие момента инерции ядра относительно его оси деления, определенные в седловой точке:

$$\frac{1}{I_{\text{eff}}} = \frac{1}{I_{\parallel}} - \frac{1}{I_{\perp}}, \quad (4.5)$$

При $J = 0$ угловое распределение фрагментов деления изотропно. Чем больше спин ядра, тем больше анизотропия углового распределения фрагментов деления. В эксперименте направление спина делящегося ядра неизвестно, а известно лишь среднее направление спина, которое перпендикулярно плоскости реакции. По этой причине в эксперименте обычно измеряют лишь компоненту спина составной системы, перпендикулярную плоскости реакции [88]. Поскольку тройные распады, обсуждаемые в настоящей главе, связаны с центральными соударениями, то плоскость реакции в этом случае невозможно определить с достаточно хорошей точностью. Эмиссия фрагментов в процессе девозбуждения составной системы приводит к флуктуациям вектора \vec{V}_{CM} , вследствие чего нормаль к плоскости, проходящей через \vec{V}_{CM} и ось пучка, не может быть использована для задания направления углового момента составной системы. В качестве переменной, чувствительной к величине углового момента системы, будем использовать угол α_{plane} между вектором \vec{V}_{CM} и нормалью к плоскости разлета фрагментов. В случае больших значений углового момента \vec{J} деление ядра будет протекать преимущественно в плоскости, перпендикулярной \vec{J} и распределение α_{plane} будет сконцентрировано вблизи 90° . Распределения косинусов углов α_{plane} приведены на рис. 4.16-4.16 для масс-симметричных (справа) и асимметричных (слева) тройных распадов. По аналогии с бинарным делением эти распределения фиттировались гауссианами (формула (4.3)) и полученные значения σ приведены на рисунках. Небольшие ширины распределений являются свидетельством умеренного углового момента составной системы (предположительно $J < 40$). Сделать точные количественные оценки углового момента представляется крайне затруднительным, т.к. для этого необходимо знание ряда характеристик составной системы, входящих в выражение 4.3, либо же необходимо делать определенные предположения относительно значений неизвестных параметров. Кроме этого, необходимо показать применимость формулы 4.3, справедливой для бинарного деления ядер, для анализа трехчастичных распадов. Для

нас же важен сам факт того, что сильной фокусировки в распределениях α_{plane} не наблюдается и, следовательно, большой угловой момент не может быть основной причиной развала системы на три фрагмента.

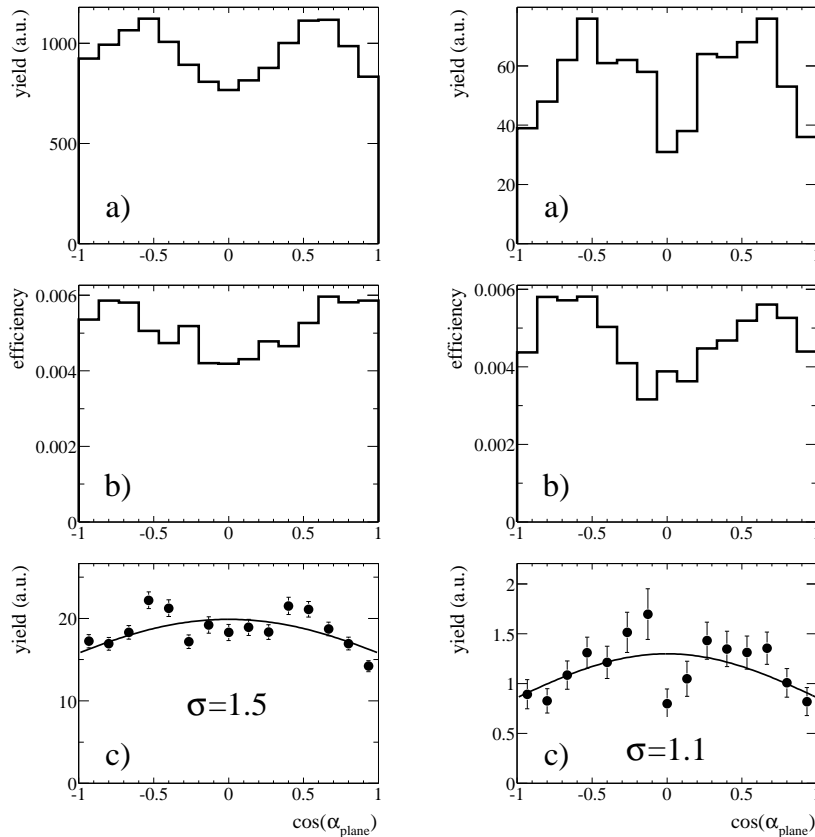
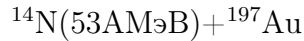


Рис. 4.16: Распределение углов между вектором \vec{V}_{CM} и нормалью к плоскости эмиссии фрагментов для событий с $A_L < 25$ (слева) и с $A_L > 35$ (справа). а) экспериментально измеренное распределение; б) эффективность регистрации; в) экспериментальное распределение, поправленное на эффективность регистрации (символы) и фит гауссианом (линия).

4.4 кинематический анализ продуктов тройного распада

Целью нашего дальнейшего анализа является выяснение механизма масс-симметричных тройных распадов. Как отмечалось в главе 1, возможны по крайней мере два сценария образования трех фрагментов – это одновременный распад составной системы на три массивные фрагмента и последовательность из двух актов обычного бинарного деления. Интуитивно понятно, что кулоновское поле третьего фрагмента в случае одновременного распада составной системы на три фрагмента должно влиять на траектории разлета двух других фрагментов. Поэтому была предпринята попытка отличить один

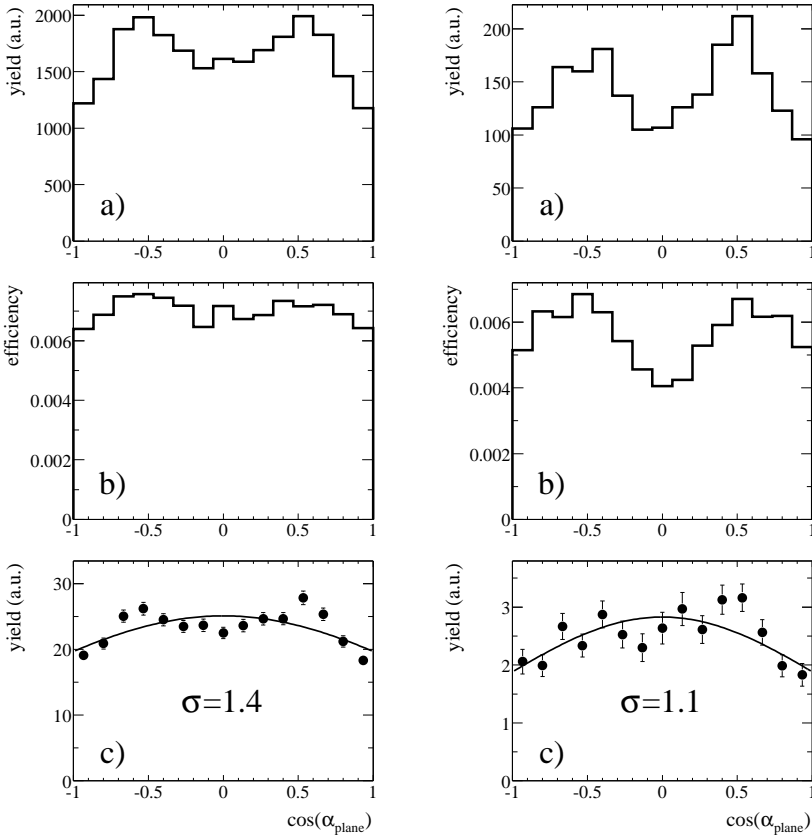
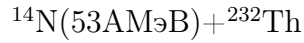


Рис. 4.17: Распределение углов между вектором \vec{V}_{CM} и нормалью к плоскости эмиссии фрагментов для событий с $A_L < 25$ (слева) и с $A_L > 40$ (справа). а) экспериментально измеренное распределение; б) эффективность регистрации; в) экспериментальное распределение, поправленное на эффективность регистрации (символы) и фит гауссианом (линия).

сценарий распада от другого путем анализа относительных скоростей и углов разлета фрагментов, детали которого описаны ниже.

метод анализа

Для исследования влияния кулоновского поля третьего фрагмента на асимптотические кинематические характеристики фрагментов анализ будем проводить в рамках модели двух последовательных бинарных актов деления. Выбор такой модели для последующего анализа представляется вполне оправданным, принимая во внимание указания на существование двухтельных корреляций фрагментов, наблюдавшиеся в разделе 4.2 (см. рис. 4.11-4.13). Варьируемым параметром в такой модели будет время τ между актами бинарного деления. Учитывая, что типичное время ускорения осколков деления составляет ~ 1000 фм/с, где c – скорость света, экспериментальные данные будем сравнивать с результатами траекторных расчетов для трех различных значений параметра τ : $\tau = 500000$ фм/с (при таких больших значениях параметра

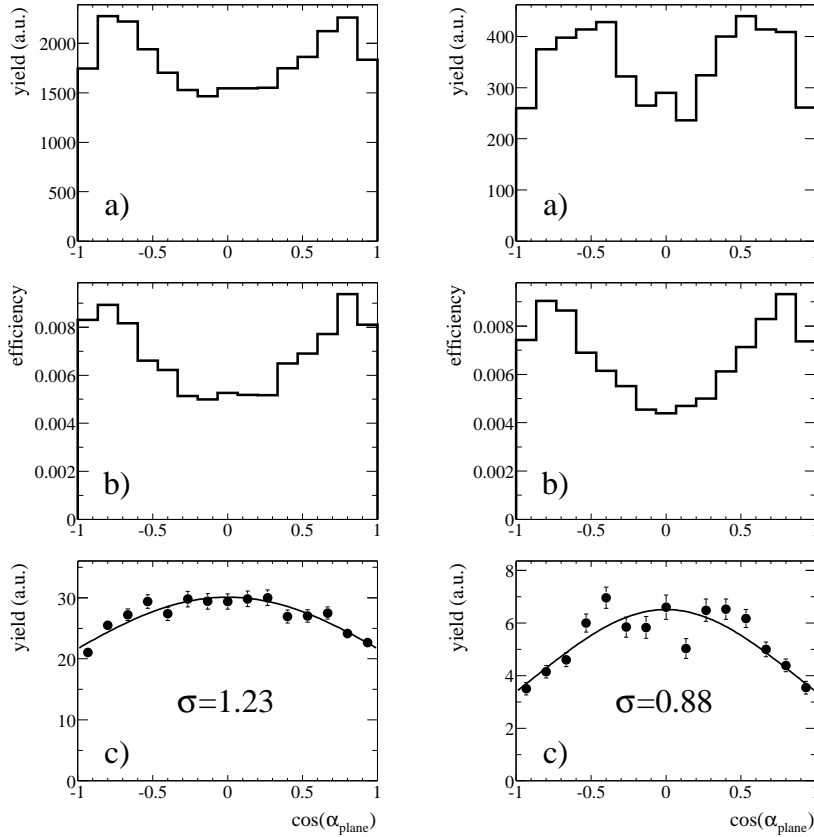
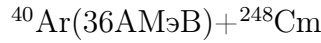


Рис. 4.18: Распределение углов между вектором \vec{V}_{CM} и нормалью к плоскости эмиссии фрагментов для событий с $A_L < 30$ (слева) и с $A_L > 50$ (справа). а) экспериментально измеренное распределение; б) эффективность регистрации; в) экспериментальное распределение, поправленное на эффективность регистрации (символы) и фит гауссианом (линия).

τ акты бинарного деления являются заведомо независимыми); $\tau = 500$ фм/с – кулоновские поля всех трех фрагментов оказывают умеренное влияние на траектории разлета фрагментов; и $\tau = 100$ фм/с – трехчастичные корреляции велики и ситуация близка к сценарию одновременного распада составной системы на три фрагмента.

траекторные расчеты

Траекторные расчеты выполнялись в простейшем приближении точечных зарядов. Деформации осколков не учитывались. Для расчетов использовался код BODY3 [89]. Расчеты выполнялись с использованием экспериментально измеренных значений масс фрагментов. Для учета эффекта отдачи вследствие эмиссии частиц из составной системы, а также кинематики столкновения снаряда с ядром-мишенью каждое событие генерировалось с экспериментальным значением вектора \vec{V}_{CM} . В первом акте бинарного деления разыгрывалось изотропное распределение направления оси деления в систе-

Таблица 4.1: Некоторые характеристики масс-симметричных тройных распадов в изученных реакциях:

A_L – пороговое значение массы легкого фрагмента при отборе масс-симметричных распадов; $\langle A_L \rangle$, $\langle A_M \rangle$, $\langle A_H \rangle$ – средние массы легкого (L), среднего (M) и тяжелого (H) фрагментов; $\langle A_{tot} \rangle$ – среднее значение суммарной массы фрагментов; RMS A_{tot} – ширина (среднестатистическое отклонение от среднего) распределения A_{tot} ; σ_2 – сечение бинарного деления; σ_3 – сечение масс-симметричных тройных распадов; σ_3/σ_2 – отношение сечений σ_3 к σ_2 .

	реакция		
	$^{14}\text{N}(53\text{AM}\text{ЭВ})+^{197}\text{Au}$	$^{14}\text{N}(53\text{AM}\text{ЭВ})+^{232}\text{Th}$	$^{40}\text{Ar}(36\text{AM}\text{ЭВ})+^{248}\text{Cm}$
A_L	> 35	> 40	> 50
\overline{A}_L	44	51	58
\overline{A}_M	58	67	72
\overline{A}_H	85	96	97
A_{tot}	187	214	227
RMS A_{tot}	16	16	22
σ_2 , барн	1.0 ± 0.2	2.8 ± 0.4	3.0 ± 0.5
σ_3 , мбарн	1.0 ± 0.2	5.0 ± 1.0	30.0 ± 5.0
σ_3/σ_2	$(1.0 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	$(1.8 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	$(10.0 \pm 2.4) \times 10^{-3}$

ме покоя составной системы. Начальное расстояние d_0 между фрагментами 1 и 2+3 (см. рис. 4.19а) выбиралось исходя из условия равенства кулоновской энергии взаимодействия этих фрагментов асимптотическому значению их полной кинетической энергии на бесконечности с учетом дисперсии по ТКЕ. Начиная с этого момента времени запускается моделирование процесса разлета фрагментов 1 и 2+3 под действием их кулоновского поля расталкивания. По истечении времени τ моделируется второй акт распада – бинарное деление фрагмента 2+3 (рис. 4.19b). Для этого сначала разыгрывается ориентация второй оси деления по отношению к первой (угол Θ_{axis}), которая также предполагалась изотропной. Далее определяется расстояние между фрагментами 2 и 3 аналогично тому, как это делалось для первого акта деления. Теперь траекторные расчеты продолжаются для системы из трех фрагментов. Начальные конфигурации с перекрывающимися фрагментами исключались из рассмотрения. Скорости фрагментов в лабораторной системе координат получались путем сложения асимптотических скоростей, полученных в результате траекторных расчетов, с вектором \vec{V}_{CM} . При этом, для устранения возможного влияния аксептанса экспериментальной установки, вектор \vec{V}_{CM}

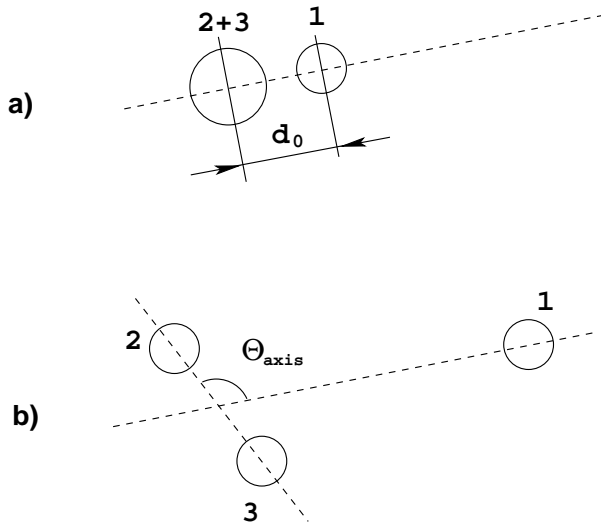


Рис. 4.19: Схематическая диаграмма, поясняющая метод генерации событий тройного деления в рамках модели двух последовательных актов бинарного деления.

брался повернутым вокруг оси пучка на случайный азимутальный угол ϕ , распределенный равномерно между 0° и 360° .

последовательность распадов

В рамках принятого подхода необходимо определиться с тем, какой из трех фрагментов L, M или N рождается в первом акте деления. Для задания последовательности распадов будем использовать метод, предложенный в работе [53], который основан на сравнении экспериментальных относительных скоростей фрагментов с систематикой бинарного деления. Для каждого из трех возможных типов распада i ($i=L, M, N$) вычисляется значение критерия P_i :

$$P_i = (v_{1,2+3}^{\text{exp}} - v_{1,2+3}^{\text{calc}})^2 + (v_{2,3}^{\text{exp}} - v_{2,3}^{\text{calc}})^2, \quad (4.6)$$

где $v_{i,j}^{\text{exp}}$ – экспериментальное значение относительной скорости разлета фрагментов i и j , $v_{i,j}^{\text{calc}}$ – значение относительной скорости, полученное из систематики бинарного деления (формула 4.1). В качестве последовательности распада берется последовательность с наименьшим значением критерия P_i .

Итак, если фрагменты действительно образуются в результате последовательного бинарного распада, то следует ожидать, что распределения разностей $(v_{1,2+3}^{\text{exp}} - v_{1,2+3}^{\text{calc}})$ и $(v_{2,3}^{\text{exp}} - v_{2,3}^{\text{calc}})$ будут симметричны относительно нуля. Эти распределения приведены на рис. 4.20 на примере реакции $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ}) + ^{232}\text{Th}$. Сравнение с аналогичной характеристикой для бинарного деления (заштрихованное распределение) позволяет выявить возможные систематические ошибки в определении относительных скоростей фрагмен-

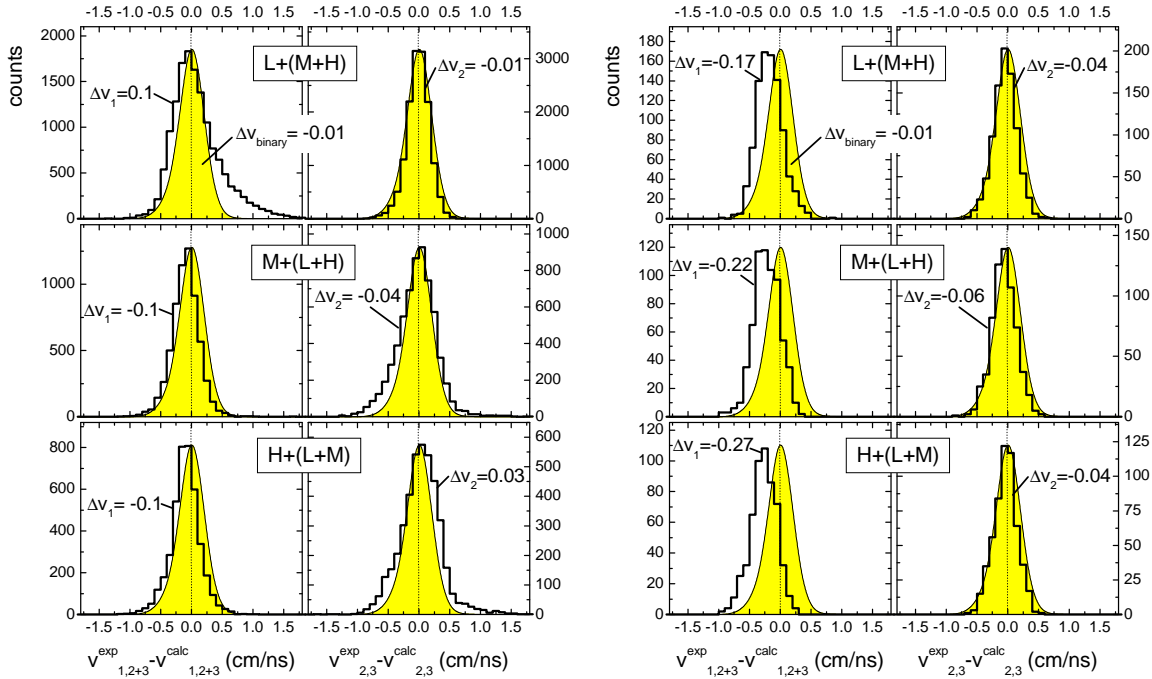
$A_L < 25$ $A_L > 40$ 

Рис. 4.20: Сравнение экспериментальных относительных скоростей разлета фрагментов v^{exp} для различных последовательностей распада с ожидаемыми значениями v^{calc} в случае каскадного деления для асимметричных (слева) и симметричных (справа) тройных распадов. Заштрихованной гистограммой показана аналогичная величина для бинарного деления.

тов. Источником таких ошибок могут быть, во-первых, не вполне корректный учет энергетических потерь в мишени. Во-вторых, как обсуждалось в разделе 3.3, заряд фрагментов деления, в отличие от фрагментов промежуточной массы, не измеряется напрямую в эксперименте, а определяется из корреляции между массой и зарядом фрагментов, основанной на линии β -стабильности ядер. При этом также следует учесть, что восстанавливаемая масса фрагментов несколько отличается от массы на момент образования фрагмента вследствие эмиссии нуклонов из возбужденных осколков. Поэтому для более корректного сравнения бинарные данные должны браться из того же интервала LMT, что и тройные распады. Изображенные на рис. 4.20 распределения для бинарного деления были накоплены в интервале LMT $0.5 \div 0.75$. Хорошо видно, что систематический сдвиг относительно нуля для

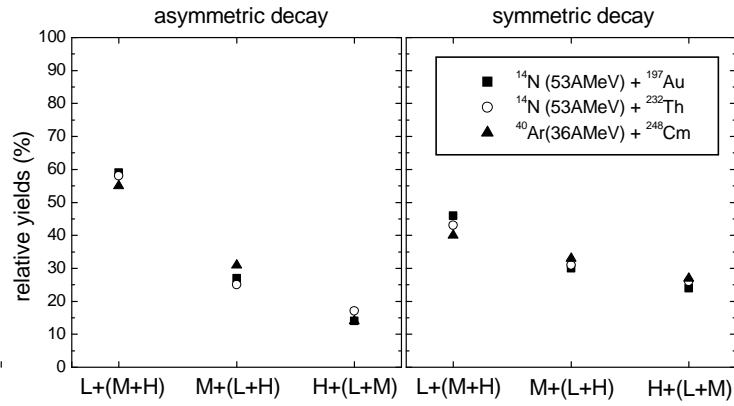


Рис. 4.21: Относительные выходы событий с различными последовательностями трехчастичных асимметричных (слева) и симметричных (справа) распадов.

бинарных данных весьма мал и составляет -0.01 см/нс. Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными и систематикой бинарного деления для второго акта распада в трехчастичных распадах, тогда как для первого акта в масс-симметричных распадах экспериментальные значения относительных скоростей фрагментов оказываются заметно меньше расчетных. Это очень интересное наблюдение, т.к. такое различие может быть связано, например, с тем, что масс-симметричные распады происходят из более деформированных конфигураций, чем обычное бинарное деление. Замечателен также и тот факт, что наблюдаемый систематический сдвиг среднего значения не зависит от последовательности распадов. Хвост в области положительных значений ($v_{1,2+3}^{\text{exp}} - v_{1,2+3}^{\text{calc}}$) для асимметричных распадов, идентифицированных с последовательностью $L+(M+H)$ может быть обусловлен уже упоминавшимся вкладом от событий глубоконеупругих столкновений.

Качественно характеристики тройных распадов, наблюдаемые на рис. 4.20, типичны для всех трех изучаемых реакций и для экономии места на рис. 4.20 приведены лишь данные по реакции $^{14}\text{N}(53\text{A MeV}) + ^{232}\text{Th}$.

Сравнение относительных выходов распадов L, M и H типа приведено на рис. 4.21. В масс-асимметричных распадах большинство составляют события L-типа, т.е. когда в первом акте распада рождается легкий фрагмент. Этого и следовало бы ожидать, т.к. вполне реалистично было бы предположить, что легкий фрагмент в асимметричных распадах образуется либо в результате эмиссии фрагмента промежуточной массы из составного ядра, либо в результате глубоконеупругого взаимодействия снаряда с ядром-мишенью с

последующем бинарным делением последнего. Относительные вероятности реализации различных последовательностей распадов в масс-симметричных распадах приблизительно одинаковы. Это также легко понять, если учесть, что при масс-симметричных распадах различие между фрагментами не столь велико. Тем не менее, это достаточно важный результат, поскольку, как следует из рис. 4.21, наблюдаемые характеристики тройных распадов не зависят от типа распада и поэтому можно ожидать, что мы не сделаем большой ошибки в дальнейших вычислениях если будем использовать не вполне правильную последовательность распадов. И, наконец, как следует из рис. 4.21, относительные выходы распадов различных типов близки для всех трех реакций.

Следует заметить, что принятый подход в анализе данных даст нам картину, усредненную по всему ансамблю событий и может не учитывать некоторых особенностей, специфических для распадов с определенными характеристиками, отличными от основной массы событий, но реализующихся с малым выходом.

экспериментальный фильтр

Для сравнения с экспериментальными распределениями каждое сгенерированное событие пропускать через экспериментальный фильтр, учитывающий геометрический акцептанс экспериментальной установки, пороги регистрации и двойные попадания частиц в один детектор.

диаграммы скоростей

Анализ начнем с рассмотрения диаграмм скоростей легкого фрагмента в системе центра масс более тяжелых фрагментов. Диаграмма скоростей представляет собой корреляцию поперечных скоростей частицы v_{\perp} и v_{\parallel} в определенном образом выбранной системе координат. Подобного рода диаграммы очень часто используются для определения источника частиц [90, 91]. Экспериментальная диаграмма скоростей приведена на рис. 4.22а для реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ})+^{248}\text{См}$. Система координат совпадает с системой центра масс фрагментов М и Н, а направление оси v_{\parallel} выбрано таким образом, что тяжелый фрагмент движется в направлении $+v_{\parallel}$. Распределения скоростей среднего и тяжелого фрагментов в этой системе изображены на рис. 4.22 гистограммами. Построенная диаграмма дает наглядное представление об ис-

точнике третьего фрагмента: если он испускается из составной системы, то распределения компонент его скоростей образуют полуокружность с центром в начале координат. Если же эмиттером является движущийся фрагмент, то такие события концентрируются вокруг среднего значения скорости материнского фрагмента. На основании рис. 4.22а можно сделать вывод о том, что в данных присутствуют распады обоих типов: легкий фрагмент эмитируется как из составной системы, так и из полностью или частично ускоренных фрагментов. Результаты траекторных расчетов приведены на рис.4.22b-c для различных значений параметра τ , указанных на рисунке. При маленьких значениях τ (рис. 4.22d) легкий фрагмент оказывается сфокусированным в направлении, перпендикулярном оси разлета двух других фрагментов, что противоречит экспериментальным данным. Удовлетворительное согласие результатов расчетов с экспериментальными данными наблюдается при достаточно больших значениях τ . Однако, сделать вывод о существовании либо отсутствии верхней или нижней границы по τ на основании приведенных результатов, к сожалению, не представляется возможным.

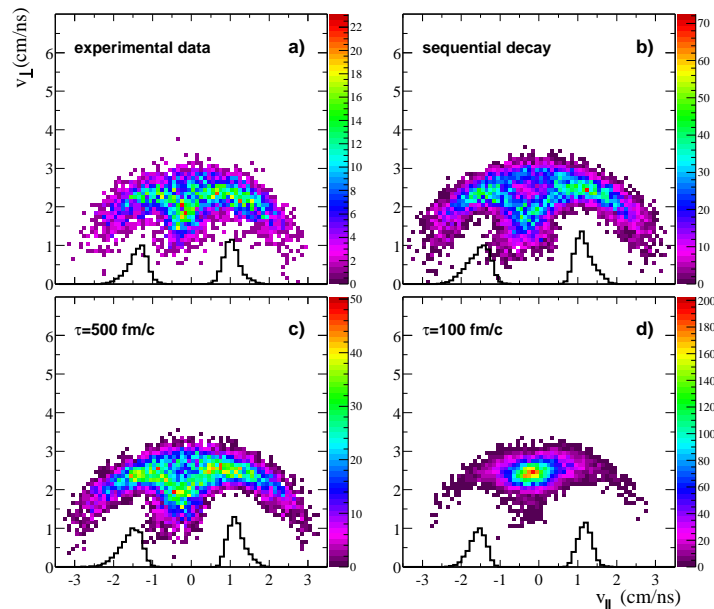
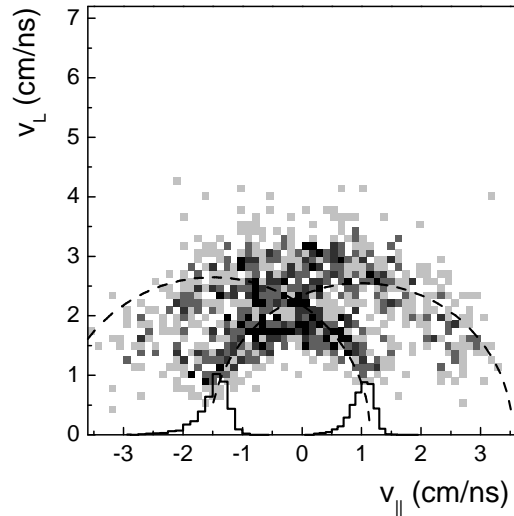


Рис. 4.22: Корреляция между продольной и поперечной составляющими скорости легкого фрагмента в системе центра масс среднего и тяжелого фрагментов. Гистограммами показаны распределения по скоростям среднего и тяжелого фрагментов в выбранной системе координат (тяжелый фрагмент движется в направлении $+v_{\parallel}$).

Для демонстрации эффективности использования диаграмм скоростей в

Рис. 4.23: Корреляция между продольной и поперечной составляющими скорости ядер He в системе центра масс фрагментов деления. Гистограммами показаны распределения по скоростям фрагментов деления в этой системе координат (тяжелый фрагмент движется в направлении $+v_{\parallel}$). Пунктирными полуокружностями показаны ожидаемые корреляции при эмиссии He из фрагментов деления.



определении источника частиц на рис. 4.23 приведена диаграмма для ядер He. Хорошо видно, что ядра He испускаются из движущихся фрагментов деления. Отсутствие вклада от ядер He, испущенных из составной системы, объясняется тем, что такие частицы имеют несколько большую кинетическую энергию, выходящую за пределы диапазона регистрации ПЧЛС.

метод интерферометрии интенсивностей

Для построения количественного критерия согласия экспериментальных данных с результатами траекторных расчетов обратимся к методу интерферометрии интенсивностей [92]. Этот метод первоначально был предложен в астрофизике для измерения размеров удаленных астрономических объектов, а позднее получил широкое развитие в субатомной физике¹. В качестве корреляционной функции будем использовать функцию, предложенную в работе [54] для изучения реакций с участием тяжелых ионов:

$$R(x) = \frac{Y_p(x) - Y_u(x)}{Y_p(x) + Y_u(x)}, \quad -1 < R < +1, \quad (4.7)$$

где x обозначает анализируемую физическую переменную (в нашем случае это будет относительный угол разлета фрагментов Θ_{ij} , либо относительная скорость разлета фрагментов v_{ij}), индекс p обозначает физические (или коррелированные) события, индекс u – некоррелированные события и Y – чис-

¹метод интерферометрии интенсивностей еще носит название эффекта Хэнбери-Брауна-Твисса

ло событий. Использование корреляционной функции позволяет устранить ограничения, накладываемые на физические распределения геометрическим акцептансом экспериментальной установки. По этой причине анализ $R(\Theta_{ij})$ и $R(v_{ij})$ представляется более информативным, чем непосредственное сравнение распределений самих физических переменных.

Корреляционные функции относительных скоростей и относительных углов разлета фрагментов в системе их центра масс изображены на рис. 4.24-4.26. Удовлетворительное согласие результатов расчетов с экспериментальными данными вновь наблюдается при больших значениях параметра τ . С уменьшением τ корреляционные функции сужаются и существенно отличаются от экспериментальных. Таким образом, сценарий, соответствующий малым значениям τ , противоречит экспериментальным данным и может быть исключен. Этот вывод хорошо согласуется с результатом, полученным в предыдущем разделе при анализе скоростных диаграмм фрагментов. Тем не менее, к сожалению, однозначно ответить на вопрос о наличии либо полном отсутствии влияния кулоновского поля третьего фрагмента на основании полученных результатов не представляется возможным.

В заключение хотелось бы отметить, что используемая модель при малых τ соответствует сценарию, аналогичному тому, который реализуется в процессах мультифрагментации ядер. Результаты, полученные в настоящем разделе дают еще один аргумент в пользу того, что механизм наблюдаемых тройных распадов отличается от механизма мультифрагментации. Подчеркнем, что такая модель тройного распада для анализа данных была выбрана преднамеренно по ряду причин. Во-первых, принятая модель позволяет рассматривать наиболее полный набор начальных геометрических конфигураций системы из трех фрагментов. Такой подход представляется вполне разумным, так как у нас пока нет оснований для того, чтобы отдать предпочтение тому или иному набору начальных условий. Используемая же модель позволяет решать задачу о наличии трехтельных корреляций в более общей постановке. Во-вторых, принятая модель замечательна простотой своей реализации. Из-за большого числа варьируемых параметров, которые могли бы быть в случае выбора более сложной модели (например, учет деформаций осколков, задание предразрывных кинетических энергий фрагментов, учет угловых моментов и т.д.) задача свелась бы к изучению зависимости конечных результатов от начальных условий и конечная цель – вопрос о наличии трехчастичных корреляций

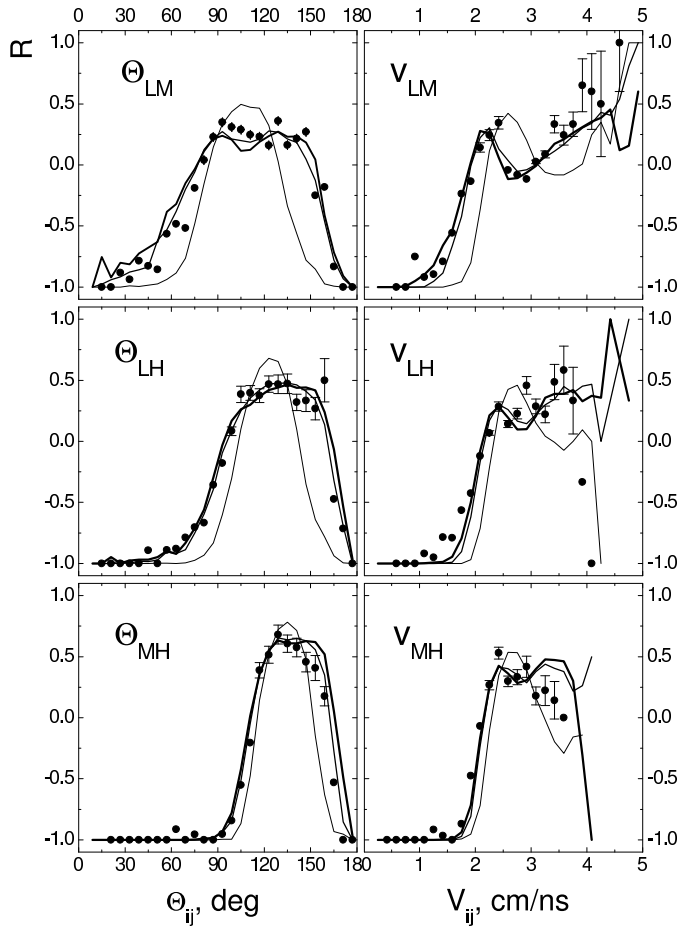


Рис. 4.24: Корреляционные функции для относительных скоростей (справа) и относительных углов разлета фрагментов (слева), построенные по экспериментальным данным (точки) и по результатам траекторных расчетов (линии), выполненных при различных значениях параметра τ : последовательное деление ($\tau = 500000$ фм/с, жирная линия); $\tau = 500$ фм/с (пунктирная линия) и $\tau = 100$ фм/с (тонкая линия).

фрагментов – никогда не была бы достигнута. В использованной же нами модели был учтен наиболее существенный аспект – разлет фрагментов в их взаимном кулоновском поле.

корреляция между направлением вылета и скоростью легкого фрагмента

Дальнейший анализ будем выполнять по-прежнему в системе центра масс М- и Н- фрагментов. Скорость L-фрагмента в этой системе обозначим как v_{L-FF} , а угол его вылета по отношению к М-фрагменту – как Θ_{LM} . Для начала обсудим как будет выглядеть корреляция между этими величинами для различных механизмов распада. Для простоты ограничимся рассмотрением одного события тройного распада с фиксированными значениями масс и зарядов фрагментов в реакции $^{14}\text{N}(53\text{AM}\text{ЭВ})+^{232}\text{Th}$: $A_L = 52$ ($Z_L = 24$), $A_M = 66$

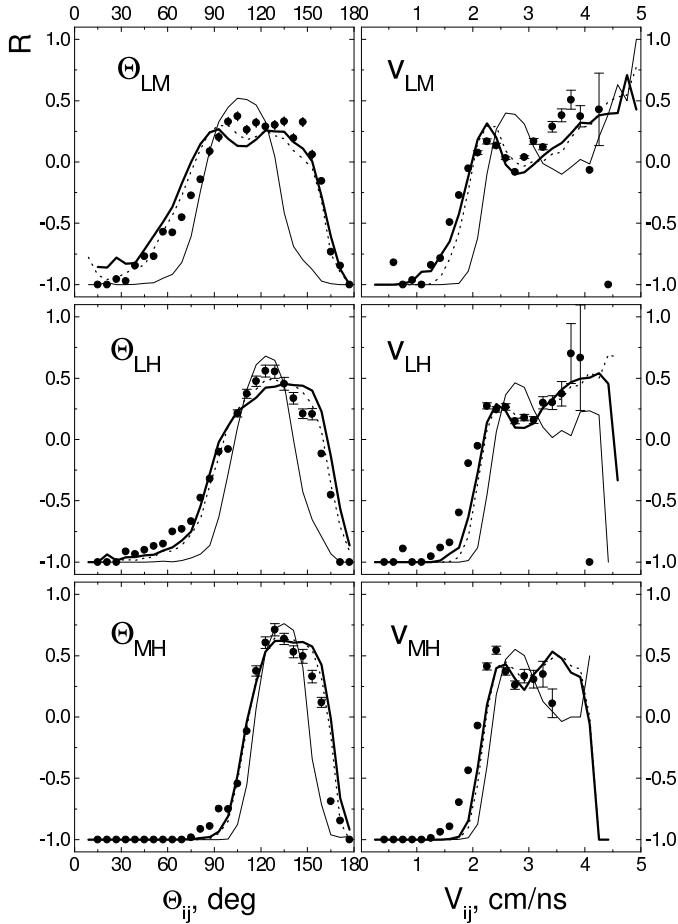
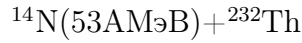


Рис. 4.25: Корреляционные функции для относительных скоростей (справа) и относительных углов разлета фрагментов (слева), построенные по экспериментальным данным (точки) и по результатам траекторных расчетов (линии), выполненных при различных значениях параметра τ : последовательное деление ($\tau = 500000$ фм/с, жирная линия); $\tau = 500$ фм/с (пунктирная линия) и $\tau = 100$ фм/с (тонкая линия).

($Z_M=30$) и $A_H = 92$ ($Z_H = 40$). Такое упрощение, однако, не ограничивает общности рассуждений и полученные ниже результаты справедливы для любого отношения масс фрагментов.

Каскадное деление с образованием L -фрагмента в первом акте распада. В этом случае скорость L -фрагмента в выбранной системе координат не зависит от направления его эмиссии и корреляция имеет очень простой вид – прямая линия на рис. 4.27а.

Каскадное деление с образованием L -фрагмента во втором акте распада. В этом случае L -фрагмент образуется в результате деления движущегося ядра и его скорость складывается со скоростью материнского фрагмента, в результате чего корреляция имеет более сложный вид, как показано пунктирными линиями на рис. 4.27а для двух возможных последовательностей распада: $M+(L+H)$ и $H+(L+M)$. Приведенные

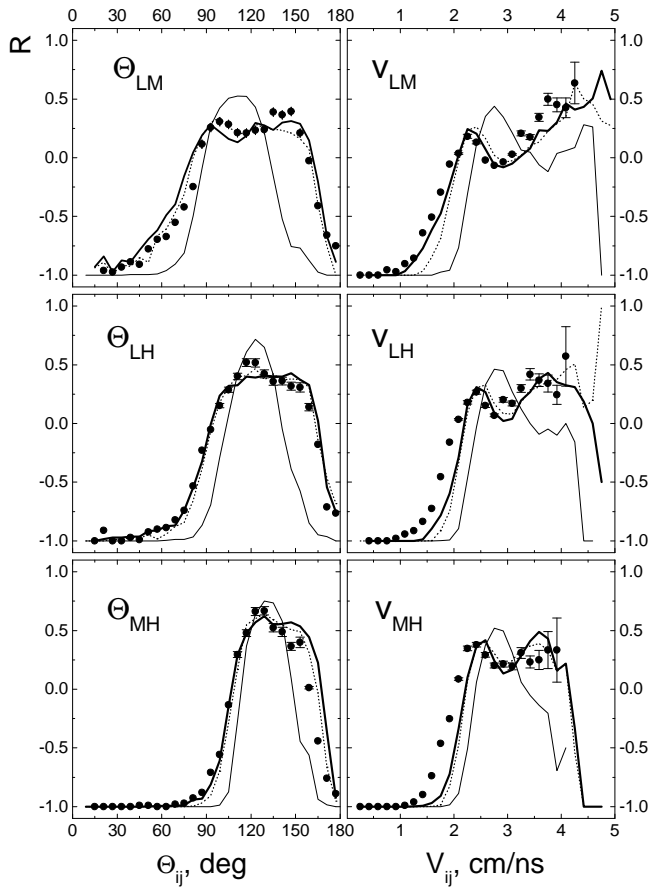


Рис. 4.26: Корреляционные функции для относительных скоростей (справа) и относительных углов разлета фрагментов (слева), построенные по экспериментальным данным (точки) и по результатам траекторных расчетов (линии), выполненных при различных значениях параметра τ : последовательное деление ($\tau = 500000$ фм/с, жирная линия); $\tau = 500$ фм/с (пунктирная линия) и $\tau = 100$ фм/с (тонкая линия).

корреляции получались путем варьирования угла между направлением вылета легкого фрагмента и скоростью материнского фрагмента от 0° до 180° .

Последовательное деление с конечным временем между распадами отличается от рассмотренных выше случаев влиянием кулоновского поля третьего фрагмента на траектории разлета фрагментов. Соответствующие корреляции, полученные при помощи траекторных расчетов для $\tau = 500$ фм/с, показаны на рис. 4.27b. Сравнение с предыдущим рисунком показывает, что различие в поведении кривых в области, перекрываемой аксептансом спектрометра ФОБОС (заштрихованный прямоугольник на рис. 4.27) не слишком велико. Это помогает понять причину трудностей при поиске проявлений трехчастичных корреляций между фрагментами. Вдобавок к этому следует учесть, что реальные экспери-

ментальные распределения будут размыты вследствие широкого диапазона масс фрагментов, экспериментального разрешения и суперпозиции различных мод распада, что также существенно усложняет задачу установления времени между распадами.

Одновременный распад на три фрагмента из коллинеарной конфигурации. Ограничимся рассмотрением случая, когда начальные скорости крайних фрагментов равны нулю, а средний фрагмент вылетает в направлении, перпендикулярном оси, на которой расположены фрагменты (рис. 4.28). Этот тип распада близок к делению с вылетом легкой заряженной частицы из области шейки ядра – явлению, хорошо известному в спонтанном и низкоэнергетическом делении актининов. Корреляции, изображенные на рис. 4.27с, получались путем варьирования начальной кинетической энергии центрального фрагмента в пределах $0 \div 30$ МэВ. В зависимости от того, какой из фрагментов (L, M или H) расположен в центре, получаются три различные кривые.

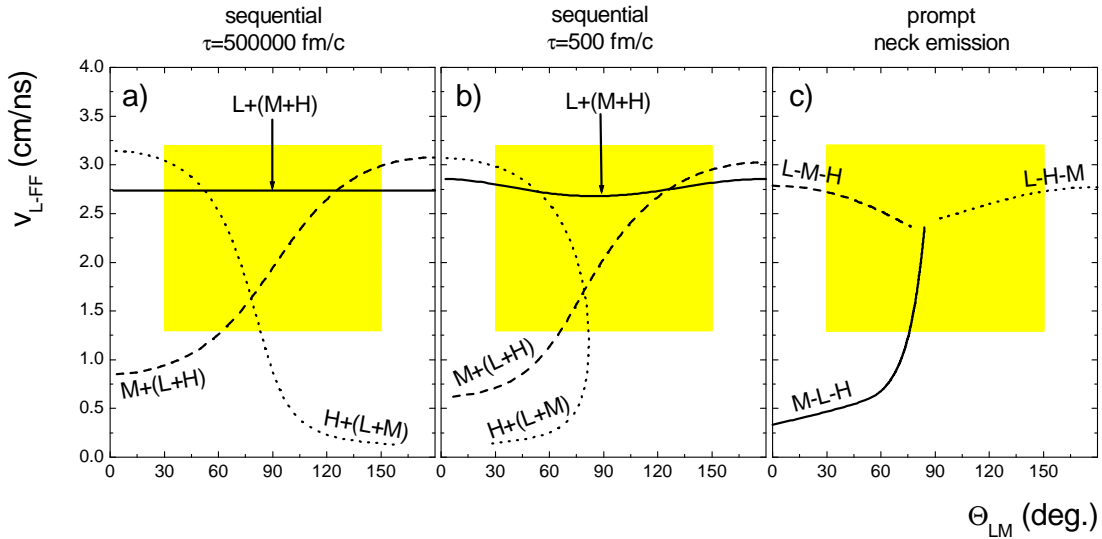


Рис. 4.27: Корреляция между скоростью легкого фрагмента v_{L-FF} в системе центра масс M- и H-фрагментов и углом вылета Θ_{LM} по отношению к M-фрагменту, ожидаемая при различных механизмах распада: а) в случае последовательного деления; б) в случае последовательного деления с конечным временем между распадами; в) при распаде коллинеарной конфигурации (см. рис. 4.28). Заптрихованная область показывает акцептанс спектрометра ФОБОС.

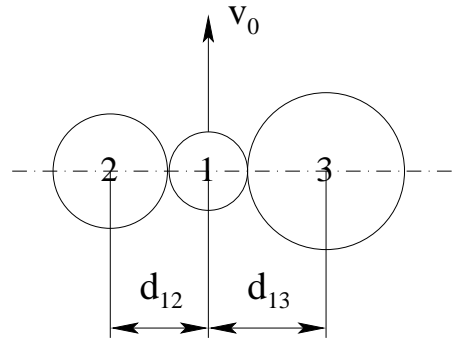


Рис. 4.28: Схематическое изображение коллинеарной конфигурации тройного распада.

После этого введения приступим к анализу экспериментальных данных, которые представлены на рис. 4.29-4.31 для различных интервалов Z_L . Отчетливо видно, что для большинства событий с $3 < Z_L \lesssim 17$ скорость легкого фрагмента v_{L-FF} не зависит от угла Θ_{LM} . Такие события соответствуют эмиссии легкого фрагмента из составной системы с последующим делением ядра-остатка, причем акты распадов отстают друг от друга по времени на столько далеко, что трехчастичные корреляции не проявляются. Компоненту, формируемую событиями такого типа условно будем называть *изотропной* в силу наблюдаемых характеристик распределения углов Θ_{LM} . Наряду с этим, в районе $\Theta_{LM} \approx 90^\circ$ наблюдаются события с пониженной скоростью. Как следует из рис. 4.27, эта *анизотропная* компонента может соответствовать либо последовательным распадам, в которых легкий фрагмент образуется во втором акте, либо одновременному тройному распаду коллинеарной конфигурации с вылетом легкой частицы в направлении, перпендикулярном оси разлета двух внешних фрагментов (рис. 4.28). Для раздельного анализа характеристик распадов обеих компонент введем эмпирические пороги, как показано на рис. 4.29-4.31 штриховыми линиями.

изотропная компонента

Если изотропная компонента действительно является результатом сильно асимметричного бинарного деления составной системы, то скорости фрагментов должны подчиняться систематике бинарного деления. Пунктирными линиями на рис. 4.29-4.31 показаны ожидаемые средние скорости легкого фрагмента при делении составной системы на два фрагмента с массами A_L и $A_M + A_N$.

Опишем вкратце используемую методику расчета скоростей фрагментов в бинарном делении. Полная кинетическая энергия фрагментов бинарного

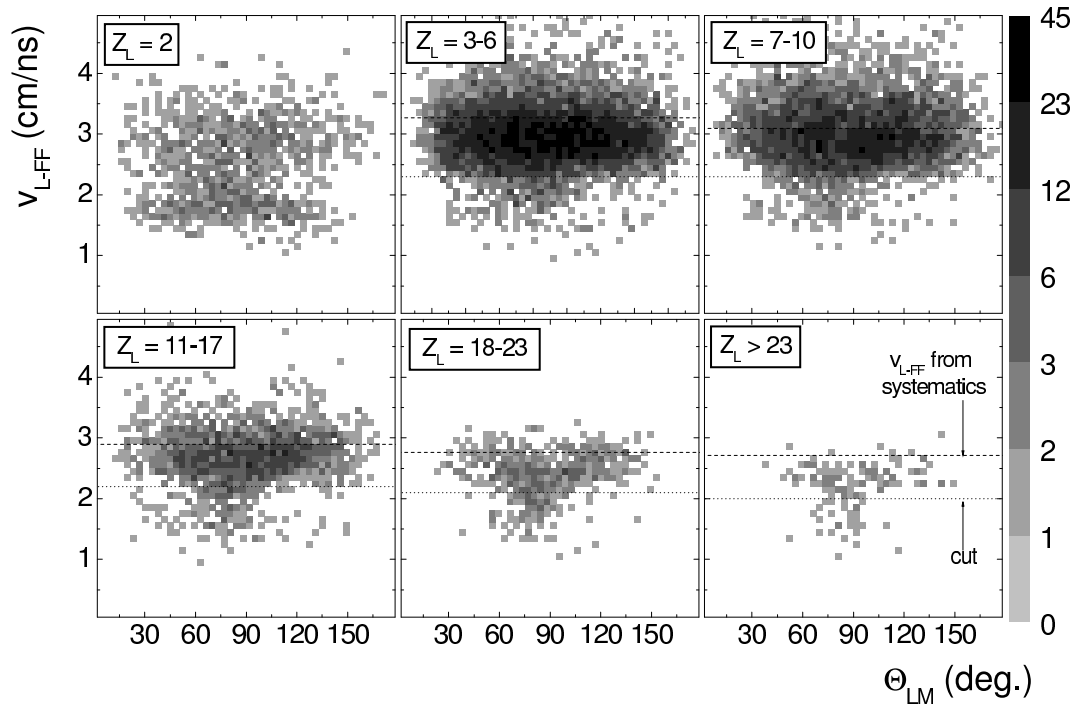


Рис. 4.29: Корреляция между скоростью и углом вылета L-фрагмента по отношению к M-фрагменту в системе центра масс M и H фрагментов в реакции $^{14}\text{N}(53\text{AMeV}) + ^{197}\text{Au}$ для различных диапазонов Z_L . Пунктирной линией показана средняя скорость L-фрагмента, ожидаемая при каскадном делении с образованием L-фрагмента в первом акте распада. Штриховой линией показаны эмпирические пороги, введенные для выделения изотропной и анизотропной компонент.

деления вычислялась по формуле 4.1. Далее определялась скорость каждого фрагмента деления по формуле, следующей из закона сохранения импульса в бинарном делении:

$$v_i^{\text{syst}} = \sqrt{\frac{2A_j}{A_i(A_i + A_j)} \cdot \frac{\langle \text{TKE} \rangle}{m_n}}, \quad (4.8)$$

где m_n – масса нуклона. При сравнении полученных таким образом скоростей с экспериментальными значениями скоростей фрагментов бинарного деления v^{exp} были обнаружены небольшие отклонения, которые изображены на рис. 4.32 как функция заряда фрагмента. Поэтому при расчете скоростей фрагментов тройного распада в рамках модели каскадного деления, скорости, полученные по формуле 4.8, поправлялись на величину отклонения, приведенного на рис. 4.32. Таким образом, при анализе тройных распадов мы полагаемся на систематику бинарного деления, построенную по данным бинарно-

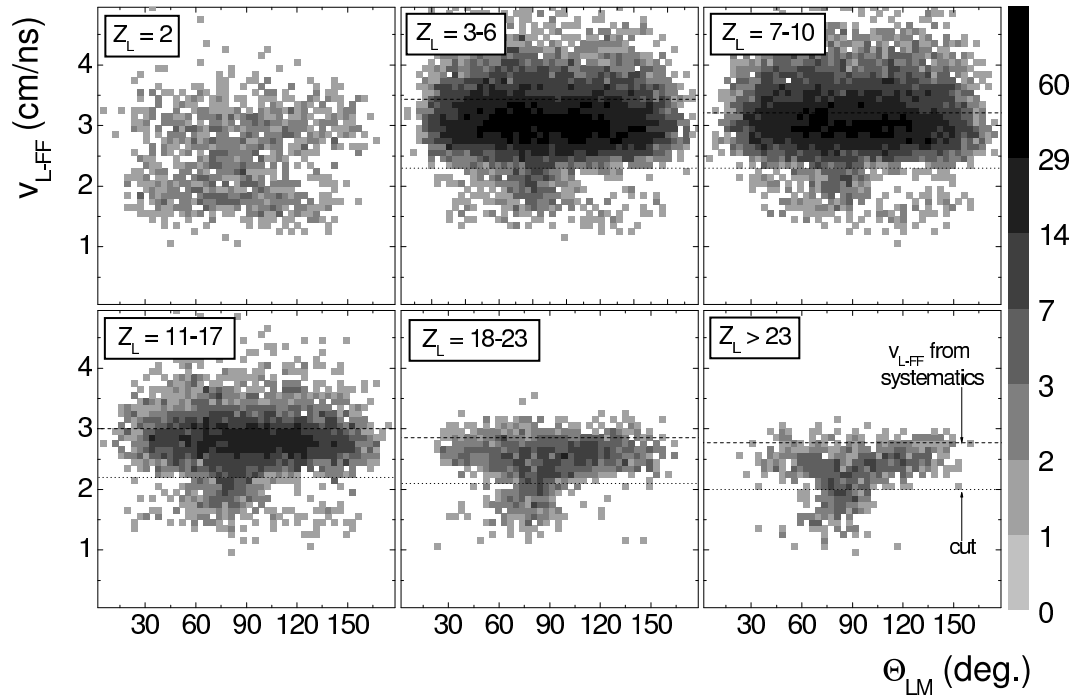


Рис. 4.30: То же, что на рис. 4.29, но в реакции $^{14}\text{N}(53\text{AM}\text{ЭВ})+^{232}\text{Th}$.

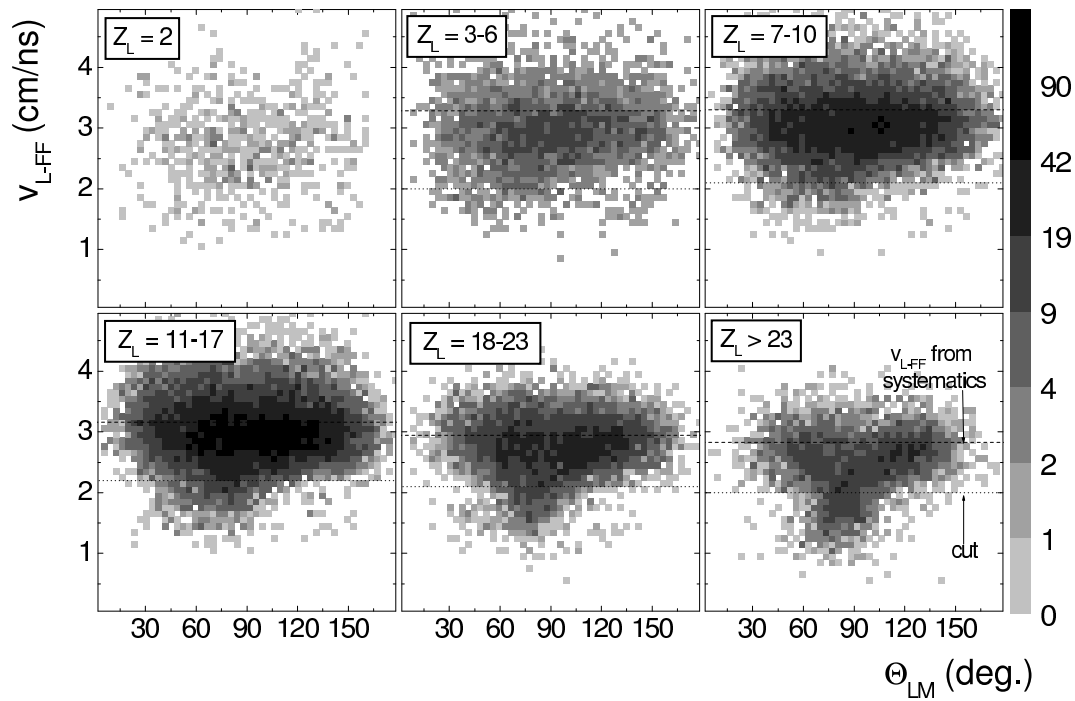


Рис. 4.31: То же, что на рис. 4.29, но в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{AM}\text{ЭВ})+^{248}\text{Cm}$.

го деления того же самого эксперимента. Такой подход позволяет устранить (по крайней мере частично) возможные методические ошибки восстановления скоростей фрагментов.

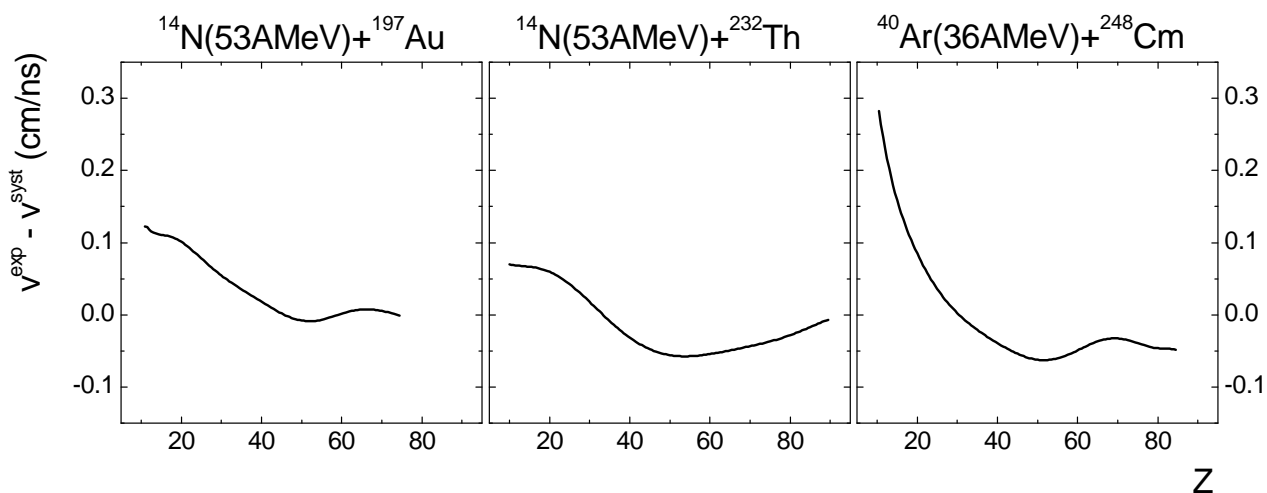


Рис. 4.32: Среднее отклонение экспериментальной скорости фрагмента бинарного деления от значения, полученного из систематики бинарного деления (формула (4.8)), как функция заряда фрагмента.

Итак, после этого небольшого отступления обратимся вновь к анализу рис. 4.29-4.31. Вследствие порогов регистрации ПЧЛС в эксперименте регистрируются лишь те ядра He, которые были испущены из движущихся фрагментов деления. Это хорошо было видно из диаграммы скоростей (рис. 4.23). С учетом рис. 4.27, легко понять вид матриц $v_{L\text{-FF}} - \Theta_{LM}$ для $Z_L = 2$. Хорошо видно также, что для $3 \leq Z_L \leq 6$ расчетное значение скорости $v_{L\text{-FF}}$ лежит немного выше, чем экспериментальные данные. Такое различие связано с тем, что из-за порогов регистрации ПЧЛС в эксперименте не регистрируются высокоэнергетические фрагменты промежуточных масс. Кроме этого, возможно также и то, что характеристики фрагментов промежуточных масс в тройных и бинарных распадах несколько различаются. Например, вследствие вклада от событий глубоконеупругих столкновений поправка, основанная на бинарных данных, может давать несколько завышенные значения скоростей. Хорошее согласие экспериментальных данных с систематикой бинарного деления наблюдается в области $7 \leq Z_L \leq 10$ в реакциях $^{14}\text{N}(53\text{A MeV}) + ^{197}\text{Au}$ и $^{14}\text{N}(53\text{A MeV}) + ^{232}\text{Th}$. В реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{A MeV}) + ^{248}\text{Cm}$, по-видимому опять-таки из-за вклада от реакций глубоконеупругих передач, согласие не очень хорошее. При дальнейшем увеличении Z_L согласие вновь становится хуже

и для масс симметричных распадов большая часть экспериментальных данных лежит уже ниже значения, предсказываемого систематикой бинарного деления. Чтобы иметь более количественные оценки наблюдаемых отклонений, мы приводим на рис. 4.33 величину среднего отклонения (в процентах) расчетных скоростей легкого фрагмента v_{L-FF} от экспериментальных данных для пяти выделенных диапазонов Z_L . Можно сказать, что приведенные зависимости для всех трех реакций качественно хорошо согласуются.

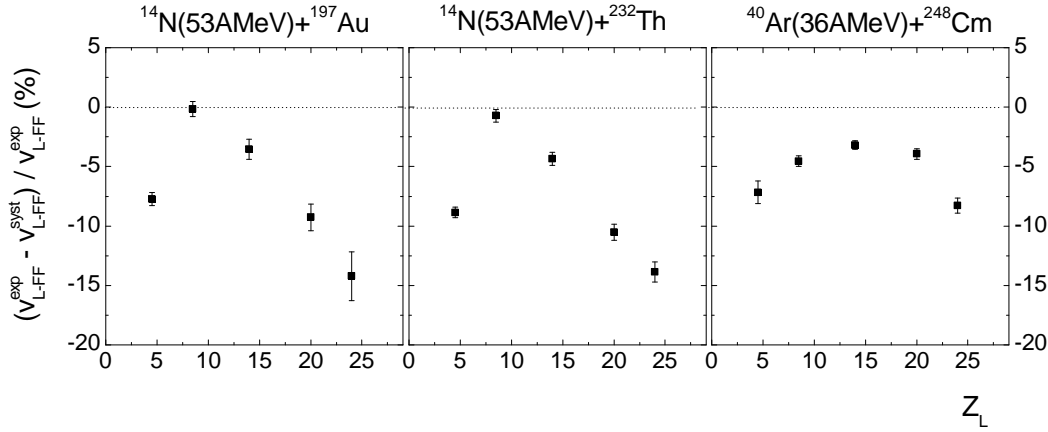


Рис. 4.33: Среднее отклонение скорости легкого фрагмента в системе центра масс среднего и тяжелого фрагментов от расчетного значения, полученного в предположении деления составной системы на два фрагмента с массами A_L и $A_M + A_N$. Данные представлены для пяти выделенных диапазонов Z_L , как показано на рис. 4.29.

При анализе относительных скоростей разлета двух тяжелых фрагментов было обнаружено хорошее согласие экспериментальных данных с систематикой бинарного деления. На рис. 4.34 мы приводим, аналогично рис. 4.33, величину среднего отклонения экспериментальных данных от расчетных значений (в процентах) для скоростей разлета фрагментов М и Н. Небольшое несоответствие значений в реакции $^{40}\text{Ar}(36\text{A MeV}) + ^{248}\text{Cm}$ ($\sim 2\%$) мы связываем с наличием методических ошибок в восстановлении скоростей фрагментов, от которых не удалось избавиться в рамках принятого подхода.

Подытоживая анализ изотропной компоненты можно сказать, что

1. Характеристики асимметричных тройных распадов хорошо согласуются с предположением о последовательном (каскадном) делении с вылетом легкого фрагмента в первом акте распада.
2. Скорость легкого фрагмента в масс-симметричных тройных распадах

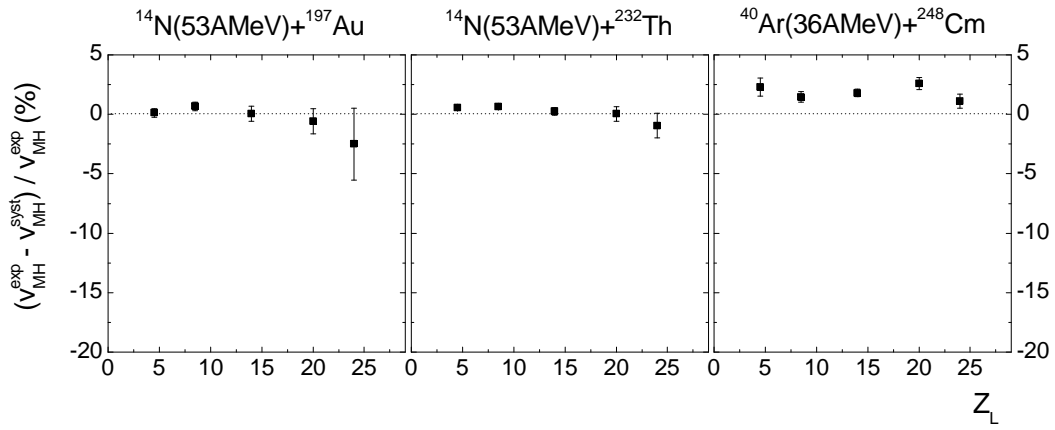


Рис. 4.34: Сравнение экспериментальных значений относительных скоростей разлета среднего и тяжелого фрагментов с систематикой бинарного деления для пяти выделенных диапазонов Z_L .

оказывается несколько меньше, чем следует из модели каскадного деления. Эта особенность уже наблюдалась ранее на рис. 4.20. Пониженная скорость может служить указанием на распад составной системы из предразрывных конфигураций более деформированных, чем в обычном бинарном делении.

изотопические сечения образования легкого фрагмента

Кривая зависимости сечения образования фрагмента от его атомного номера $\sigma(Z)$ является еще одним параметром, чувствительным к механизму реакции. Так, например, фрагменты, образовавшиеся в результате статистического распада компаунд-ядра, находящегося в тепловом равновесии, дают совершенно иной ход зависимости $\sigma(Z)$, чем предравновесные фрагменты [93] или фрагменты, образовавшиеся при мультифрагментации ядра [86]. На рис. 4.35 мы приводим дифференциальные сечения образования легкого фрагмента как функцию заряда фрагмента для изотропной (черные кружки) и анизотропной (полые квадратики) компонент. Хорошо просматривается различие в наклоне кривых для разных компонент, что может являться указанием на различие механизмов распада. Для более количественного сравнения экспериментальные данные фиттировались степенной зависимостью вида $\sim Z^{-\tau}$ и результаты фиттирования показаны на рисунке. Полученные результаты можно сравнить с результатами работы [94], где в реак-

ции $^{12}\text{C}(22\text{A MeV})+^{232}\text{Th}$ для изотропной компоненты наблюдался наклон с параметром $\tau = 3.1$, а для компоненты, связываемой с эмиссией фрагментов промежуточной массы из шейки ядра было получено значение $\tau = 1.3$, что качественно хорошо согласуется с полученными нами результатами.

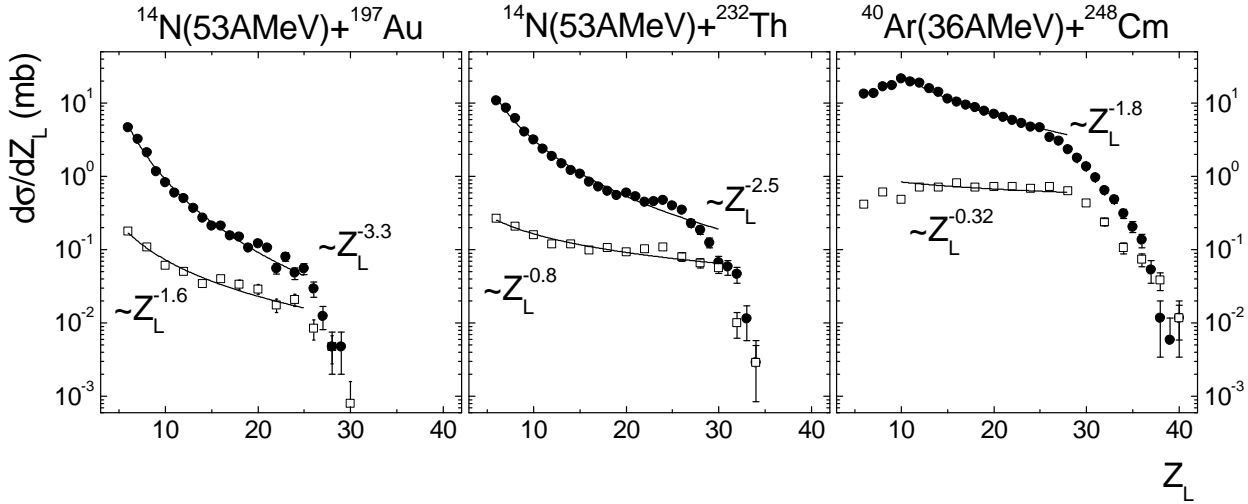


Рис. 4.35: Дифференциальное сечение тройных распадов как функция заряда легкого фрагмента для изотропной (черные кружки) и анизотропной (полые квадратики) компонент. Линии – результаты фиттирования степенной зависимостью $\sim Z_L^{-\tau}$.

Достаточно пологий ход зависимости $\sigma(Z_L)$ для анизотропной компоненты ставит под сомнение гипотезу о том, что легкий фрагмент образуется в результате каскадного деления составной системы. Схожесть же с характеристиками эмиссии легких ядер из шейки делящегося ядра [94] позволяет предполагать, что наблюдаемые нами распады имеют аналогичный механизм. Замечателен также и тот факт, что с ростом Z_L кривые зависимостей $\sigma(Z_L)$ для обеих компонент постепенно сближаются. Это может служить указанием на **единую природу масс-симметричных распадов и распадов, приводящих к образованию анизотропной компоненты.**

изотопный состав фрагментов

Как отмечалось в главе 2, одним из достоинств спектрометра ФОБОС является возможность определения заряда легких фрагментов методом брэгговской спектрометрии. Восстановление же массы фрагментов основано на методе *время пролета-энергия*. Таким образом, масса и заряд фрагментов опреде-

ляются независимо, что дает возможность сравнивать массы фрагментов с известными зарядами для различных (предположительно) каналов распада. К сожалению, массового разрешения недостаточно для того, чтобы анализировать отдельные изотопы, тем не менее, можно сравнивать средние массы фрагментов. Такой анализ показал, что L-фрагменты анизотропной компоненты являются более нейтроноизбыточными, чем изотропной. На рис. 4.36 изображена средняя разность масс легких фрагментов обеих компонент как функция заряда легкого фрагмента, определенного брэгговской ионизационной камерой. Отчетливо наблюдается рост разности масс с увеличением заряда фрагмента.

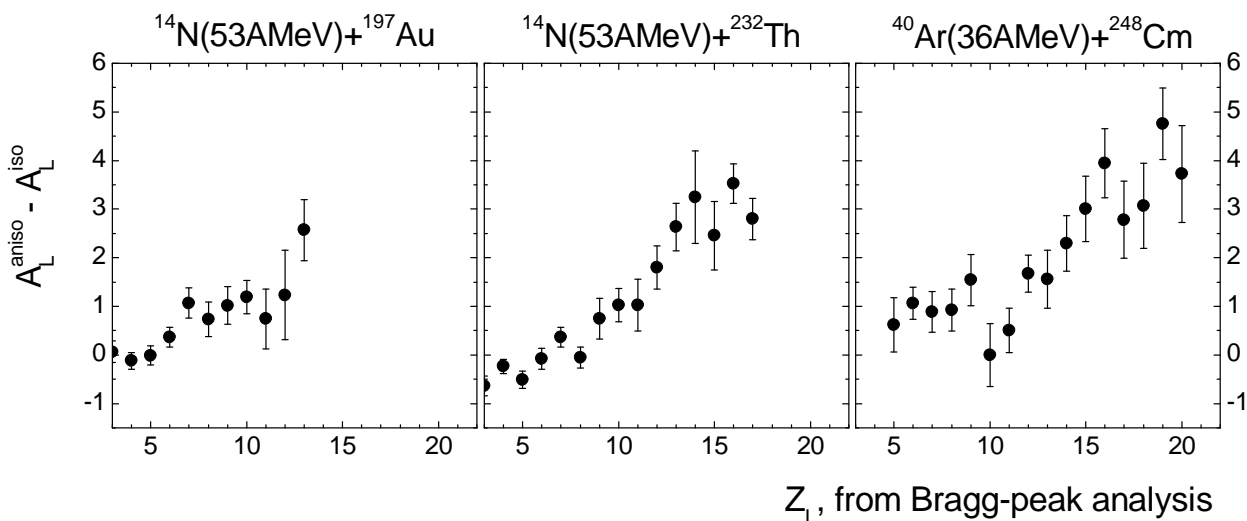


Рис. 4.36: Средняя разность масс L-фрагментов из изотропной и анизотропной компонент как функция заряда фрагмента.

Нейтронная избыточность ядер Li и Be, испускаемых с низкими энергиями в направлении, перпендикулярном оси деления, наблюдалась в реакции $^3\text{He}(270\text{MeV}) + ^{232}\text{Th}$ [95]. Такая компонента связывалась с эмиссией фрагментов из шейки делящегося ядра. Хорошо известно также, что легкие ядра, образующиеся в спонтанном и низкоэнергетическом тройном делении, характеризуются нуклонным составом (отношением N/Z) близким к нуклонному составу исходного ядра. Из наших результатов следует, что нейтронная избыточность является характерным признаком всех легких фрагментов, испускаемых в направлении, перпендикулярном оси разлета двух более тяжелых фрагментов. Нейтронная избыточность фрагментов анизотропной компоненты свидетельствует в пользу гипотезы о том, что легкий фрагмент в таких

распадах образуется в момент деления ядра, а не в результате эмиссии из ускоренных осколков деления.

полная кинетическая энергия фрагментов

В предыдущих разделах нами были получены указания на то, что масс-симметричные тройные распады связаны с сильно деформированными предразрывными конфигурациями составной системы. В качестве наблюдаемой переменной, чувствительной к предразрывной конфигурации, можно использовать полную кинетическую энергию фрагментов распада ТКЕ. Сравним ТКЕ, ожидаемую для различных сценариев распада, с результатами эксперимента. Экспериментальная зависимость средней ТКЕ от заряда легкого фрагмента приведена на рис. 4.37 для изотропной (черные кружки) и анизотропной (полые квадратики) компонент в сравнении с расчетной зависимостью для каскадного деления (сплошные линии) и для тройного коллинеарного распада (пунктирные линии). Дополнительно рассмотрен случай распада компактной конфигурации (штриховая линия на рисунке).

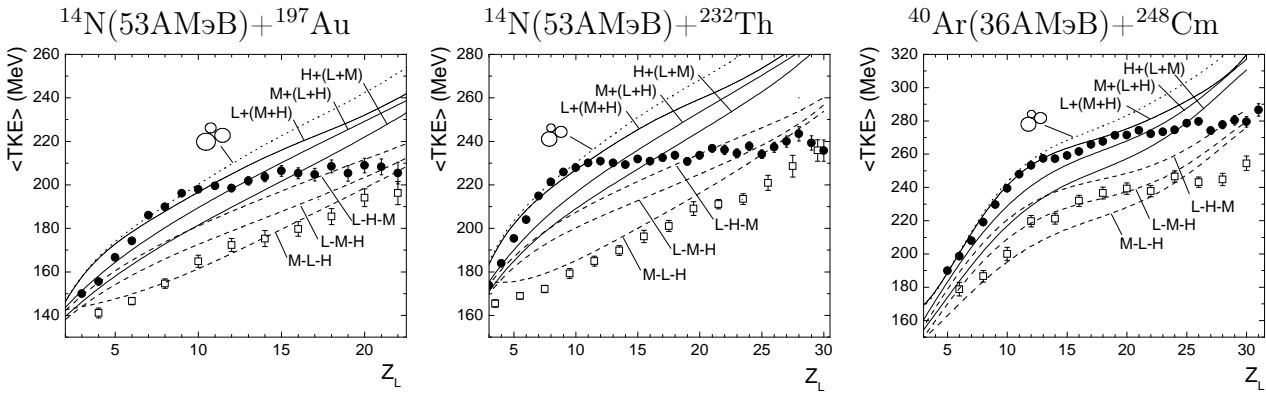


Рис. 4.37: Средняя суммарная кинетическая энергия фрагментов тройного распада как функция заряда легкого фрагмента. Символами показаны экспериментальные данные для изотропной (черные кружки) и анизотропной (полые квадратики) компонент; сплошные линии – результаты расчетов в рамках модели каскадного деления для трех различных последовательностей распада; пунктирные линии – результаты расчетов в рамках модели коллинеарного распада для трех различных предразрывных конфигураций, указанных на рисунке; штриховая линия – результаты для распада компактной конфигурации.

Прежде всего хочется заметить, что анизотропная и изотропная компоненты с очевидностью принадлежат двум различным ветвям, сближающимся при больших и малых значениях Z_L .

При расчете ТКЕ использовались экспериментальные значения масс и зарядов фрагментов. В случае каскадного деления ТКЕ рассчитывалась как сумма значений ТКЕ двух последовательных актов бинарного деления, которые определялись из систематики бинарного деления, как описано выше. Расчетная зависимость $TKE(Z_L)$ в каскадном делении разделяется на три ветви в зависимости от последовательности распада. Наибольшая ТКЕ выделяется в случае рождения в первом акте деления легкого фрагмента, наименьшая – в случае, когда в первом акте деления образуется самый тяжелый из фрагментов. В случае распада коллинеарной конфигурации ТКЕ рассчитывалась как потенциальная энергия взаимодействия трех точечных зарядов, расположенных на расстояниях d_{12} и d_{13} (рис. 4.28), которые определялись из условия равенства ТКЕ, полученной из систематики, потенциальной энергии взаимодействия фрагментов. Три кривые на рис. 4.37 соответствуют трем различным вариантам расположения фрагментов. Наибольшая ТКЕ выделяется в случае, когда в центре цепочки находится самый тяжелый из фрагментов, наименьшая – когда самый легкий.

Удовлетворительное согласие между экспериментальными данными для изотропной компоненты в области асимметричного деления и результатами расчета наблюдается в модели каскадного деления с образованием L-фрагмента в первом акте распада. В области $Z_L \lesssim 7$ расчетная кривая в реакциях $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ}) + ^{232}\text{Th}$ и $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ}) + ^{197}\text{Au}$ лежит несколько выше экспериментальных данных, что связано с уменьшенной скоростью L-фрагмента по сравнению с систематикой бинарного деления (рис. 4.33). При $Z_L \sim$ экспериментальные значения ТКЕ в этих реакциях оказываются меньше расчетных, а в области масс-симметричных распадов уже ни одна из расчетных зависимостей в модели каскадного деления не в состоянии объяснить экспериментальных значений ТКЕ.

Анизотропная компонента характеризуется существенно более низкими значениями ТКЕ, которые могут быть воспроизведены лишь в предположении сильно вытянутых предразрывных конфигураций распадающейся системы, имеющих место, например, при коллинеарном распаде (рис. 4.28). Из рис. 4.37 также следует, что большая часть масс-симметричных распадов изотропной компоненты также может быть объяснена предполагая коллинеарную предразрывную конфигурацию фрагментов.

Итак, масс-симметричные распады и распады, формирующие

анизотропную компоненту не могут быть объяснены в рамках обычного каскадного деления. Распады сильно деформированной составной системы представляются наиболее правдоподобным источником таких событий.

4.5 ВЫВОДЫ

В настоящей главе изучались характеристики тройных распадов в реакциях $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ})+^{197}\text{Au}$, $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ})+^{232}\text{Th}$ и $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ})+^{248}\text{Cm}$. Полные события отбирались в рамках заданных ограничений на суммарную массу и на поперечные компоненты суммарного импульса фрагментов. Было установлено, что большинство зарегистрированных событий состоит из одного фрагмента промежуточной массы и двух тяжелых фрагментов. Наиболее вероятным механизмом большей части таких распадов представляется реакция глубоконеупругого столкновения снаряда с ядром-мишенью с последующим делением ядра-мишени, причем кинетическая энергия легкого фрагмента в зарегистрированных событиях оказывается сильно диссипированной и близка к кулоновской энергии расталкивания ядер ².

Наряду с этим были зарегистрированы события тройного масс-симметричного распада и изучены их характеристики. Было установлено, что такие распады происходят при центральных соударениях, приводящих к образованию составной ядерной системы со средней массой $\sim 80 \div 90\%$ от суммарной массы фрагментов во входном канале реакции. Из анализа угловых распределений продуктов распада составной системы был сделан вывод об умеренных угловых моментах составной системы. Это позволяет утверждать, что фрагментация составной системы под действием высоких угловых моментов не является основной причиной наблюдаемых распадов. Из наблюдаемого насыщения функции возбуждения тройных распадов был сделан вывод о том, что мультифрагментация, как один из возможных каналов распада, приводящий к образованию трех фрагментов, может быть исключена из рассмотрения.

В рамках модели каскадного деления была предпринята попытка определить время τ между распадами. Из анализа диаграмм скоростей и корреля-

²Напомним, что вследствие порогов регистрации ПЧЛС легкие высокоэнергетические фрагменты не регистрировались.

ляционных функций относительных скоростей и углов разлета фрагментов было установлено, что хорошее согласие экспериментальных данных с результатами траекторных расчетов наблюдается при использовании больших значений параметра τ . Однако, имеющиеся данные недостаточны для определения верхней или нижней границы параметра τ .

Из анализа корреляции между скоростью и направлением эмиссии легкого фрагмента в системе центра масс двух более тяжелых фрагментов было установлено существование двух компонент: изотропной, соответствующей эмиссии легкого фрагмента из составного ядра с последующим делением последнего, и анизотропной, связанной с вылетом легкого фрагмента с уменьшенной скоростью в направлении, перпендикулярном оси разлета тяжелых фрагментов. Анализ характеристик распадов обеих компонент позволил сделать вывод о том, что такие распады имеют различный механизм. Пологий ход зависимости $d\sigma/dZ_L$, фокусировка под углом $\sim 90^\circ$ к оси разлета тяжелых фрагментов и нейтронная избыточность – все эти характеристики легких фрагментов анизотропной компоненты позволяют утверждать, что легкий фрагмент в таких распадах образуется в области шейки делящегося ядра.

Анализ полной кинетической энергии фрагментов тройного деления показал, что изотропная и анизотропная компоненты принадлежат двум существенно разным зависимостям $\text{TKE}(Z_L)$. При этом полная кинетическая энергия, выделяющаяся при асимметричных распадах в изотропной компоненте, хорошо согласуется с предположением о последовательном распаде составной системы с образованием легкого фрагмента в первом акте распада. Анизотропная компонента характеризуется сильно пониженным значением TKE , которые могут быть воспроизведены в расчетах лишь в предположении распада сильно деформированной системы. Удовлетворительное согласие экспериментальных данных и результатов расчетов было получено для этой компоненты в рамках модели тройного коллинеарного распада. Аналогичное свойство – низкие TKE – характерно для всех событий масс-симметричных распадов. Сближение зависимостей $\text{TKE}(Z_L)$ для анизотропной и изотропной компонент с ростом Z_L позволяют предполагать, что масс-симметричные распады и распады из анизотропной компоненты имеют единый механизм.

Глава 5

Исследование тройного и четверного спонтанного деления ядра ^{252}Cf с помощью 4π установки NESSI

Настоящая глава посвящена изучению характеристик тройного и четверного спонтанного деления ядра ^{252}Cf с помощью экспериментальной установки NESSI. Глава построена следующим образом. В первой части дается описание устройства и приводятся основные характеристики установки, существенные для выполняемых исследований. Вторая часть посвящена описанию методики идентификации частиц тройного деления на основе измерения кинетических энергий и относительных времен пролета фрагментов распада. В третьей части анализируются различные характеристики тройного деления. Проводится сравнение характеристик длиннопробежных α -частиц с хорошо известными литературными данными, имеющего двоякую цель. С одной стороны, таким образом проверяется отсутствие каких-либо методических ошибок, связанных с новой экспериментальной методикой. С другой стороны, подтверждение ранее полученных данных в рамках методически независимого эксперимента является хорошей проверкой на отсутствие в них методических ошибок. В четвертой части анализируются характеристики четверного деления. Предпринимается попытка установить механизм четверного деления.

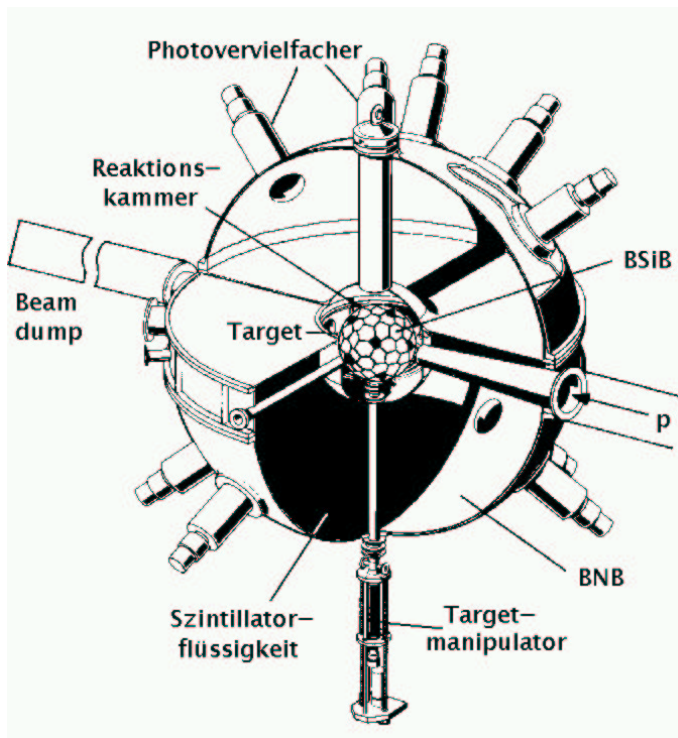


Рис. 5.1: Схематическое изображение устройства детектора NESSI.

5.1 Устройство установки NESSI

Детектор NESSI (*NEutron Scintillator tank and Silicon ball*) представляет собой комбинацию двух независимых 4π детекторов, предназначенных для регистрации заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов – нейтронного болла BNB (Berlin Neutron Ball) и кремниевого болла BSiB (Berlin Silicon Ball). Общий вид детектора NESSI схематично изображен на рис. 5.1. В настоящее время детектор NESSI установлен на протонном пучке ускорителя COSY (Исследовательский центр Юлих, Германия) и интенсивно используется для изучения характеристик реакций спалляции, индуцированных релятивистскими протонами.

устройство детектора BNB

BNB представляет собой шар диаметром 1400 см, внутри которого находится реакционная камера сферической формы диаметром 40 см. Полость между внутренней и внешней оболочками объемом 1500 л. заполнена жидким сцинтиллятором NE343 (1,2,4 триметилбензол C_9H_{12}) активированным гадолинием ($\approx 0.4\%$ по весу). Сцинтилляционные вспышки регистрируются

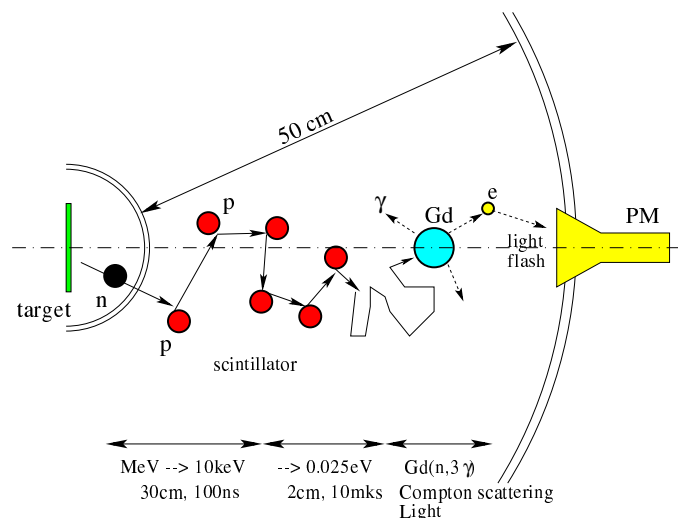


Рис. 5.2: Схематическое изображение принципа регистрации нейтронов детектором BNB.

24-мя быстрыми фотоумножителями, равномерно распределенными по поверхности внешней оболочки. Для настройки усиления фотоумножителей используются 8 светодиодов, расположенных в точках симметрии BNB и эмитирующих в объем BNB свет равной интенсивности. На внутреннюю поверхность BNB нанесено покрытие с оптимальными для сцинтилляционных вспышек ($\lambda \approx 425$ нм) и спектральной чувствительности фотоумножителей ($\lambda_{max} = 400 \pm 30$ нм) светоотражающими характеристиками. Для поддержания постоянных температурных условий аппаратуры организовано водяное охлаждение верхней полусферы BNB. Это необходимо для подавления эффекта зависимости эффективности регистрации нейтронов от температуры. Предусмотрена возможность установки внутри реакционной камеры до 10-ти мишеней на одном мишенном узле, позиционирование которых осуществляется при помощи моторного привода.

принцип действия и эффективность регистрации

Процесс регистрации нейтронов схематично изображен на рис. 5.2. Нейтроны, попадающие в рабочий объем детектора BNB, в результате упругих столкновений с атомами Н или С термализуются и захватываются ядрами гадолиния. Время термализации нейтрона составляет порядка 10 мкс. Возбуждение ядра Gd снимается путем эмиссии γ -квантов (в среднем испускается три γ -кванта). В результате комптоновского рассеяния энергия γ -квантов передается электронам, торможение которых в веществе сцинтиллятора приводит к образованию сцинтилляционных вспышек, регистрируемых фотоумножителями.

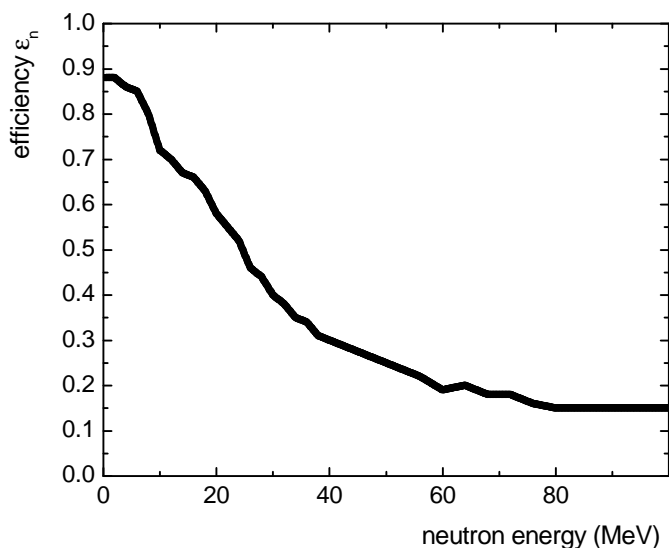


Рис. 5.3: Эффективность регистрации нейтронов детектором VNB как функция кинетической энергии нейтрона. Рисунок из работы [97].

Таким образом, весь процесс от момента образования нейтрона до момента его регистрации занимает десятки микросекунд. Сигналы от регистрируемых нейтронов составляют так называемую медленную компоненту полного сигнала VNB. Наряду с этой компонентой существует еще и быстрая компонента с характерным временем < 0.1 мкс, связанная с регистрацией γ -квантов ядерной реакции, а также с прохождением любых высокоэнергетических заряженных частиц (p , π^\pm , K^\pm) через рабочий объем VNB. Эта компонента используется для измерения полного сечения ядерной реакции, а также может использоваться в качестве стартового сигнала. Способность VNB регистрировать γ -кванты в настоящем эксперименте использовалась для измерения энергии мгновенных γ -квантов из осколков деления.

Эффективность регистрации нейтронов зависит от их кинетических энергий. Эта зависимость, рассчитанная при помощи программы DENIS [96] приведена на рис. 5.3, из которого видно, что испарительные нейтроны (с кинетическими энергиями в несколько МэВ) регистрируются с эффективностью $\epsilon_n \sim 85\%$.

устройство детектора VSiB

VSiB (рис. 5.4) состоит из 160 кремниевых полупроводниковых детекторов толщиной 500 мкм, составляющих сферу с внутренним диаметром 20 см (рис. 5.4). Всего в состав VSiB входит четыре типа детекторов, различающихся по форме (рис. 5.5): 12 правильных пятиугольников, 30 правильных шести-

угольников и две группы по 60 детекторов, имеющих форму неправильных шестиугольников. Максимальный угол раствора в зависимости от формы детектора составляет от 18.4° (для пятиугольников) до 21.8° (для неправильных шестиугольников). Для минимизации площади мертвых зон и количества используемого материала, могущего повлиять на эффективность регистрации нейтронов, устройство BSiB было спроектировано таким образом, что кремниевые детекторы образуют самоподдерживающую конструкцию с минимумом вспомогательных элементов. Для этого каждый детектор смонтирован на тонкой (толщиной 0.64 мм) керамической подложке. Крепление детекторов осуществляется при помощи тонких алюминиевых пластинок, приклеенных к обратной стороне керамических подложек. Кремниевые детекторы являются пассивированными ионно-имплантированными детекторами с толщиной обедненной зоны 500 мкм. Основные характеристики детекторов приведены в таблице 5.1. BSiB располагается в центре реакционной камеры BNB как изображено на рис. 5.1.

Таблица 5.1: Некоторые характеристики кремниевых детекторов, составляющих BSiB.

Вид	пассивированный ионно-имплантированный кремниевый детектор
Тип	ИРТ 750-500 НМИ-D
Активная площадь	750 мм ²
Толщина обедненного слоя	500 мкм
Удельное сопротивление	13330 Ом/см
Напряжение смещения	~ 75 В
Макс. напряженность поля	~ 3.2 кВ/см
Энергетическое разрешение (α -частицы 5.5 МэВ)	< 100 кэВ
Временное разрешение (α -частицы 5.5 МэВ)	≤ 250 пс

детали эксперимента

Для изучения характеристик тройного и четверного спонтанного деления ядра ^{252}Cf использовался слабый (~ 30 делений в секунду) источник, нанесенный на тонкую (111 мкг/см²) никелевую подложку. Система сбора данных была организована таким образом, что стартовый сигнал генерировался вто-

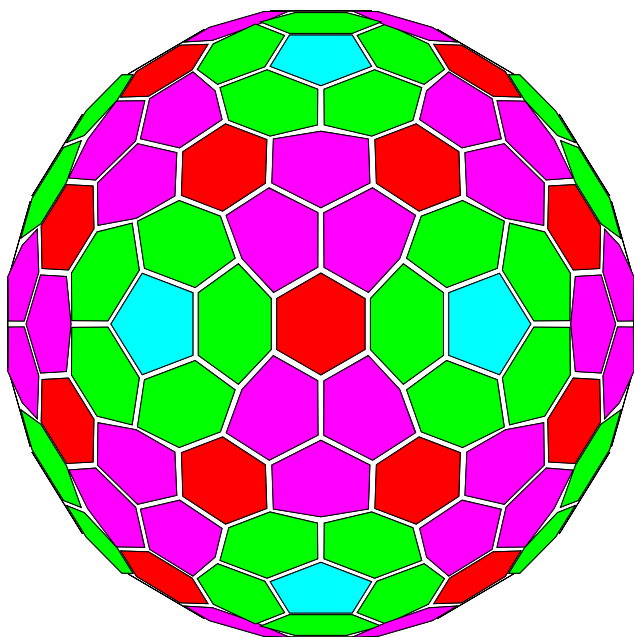


Рис. 5.4: Общий вид детектора BSiB.

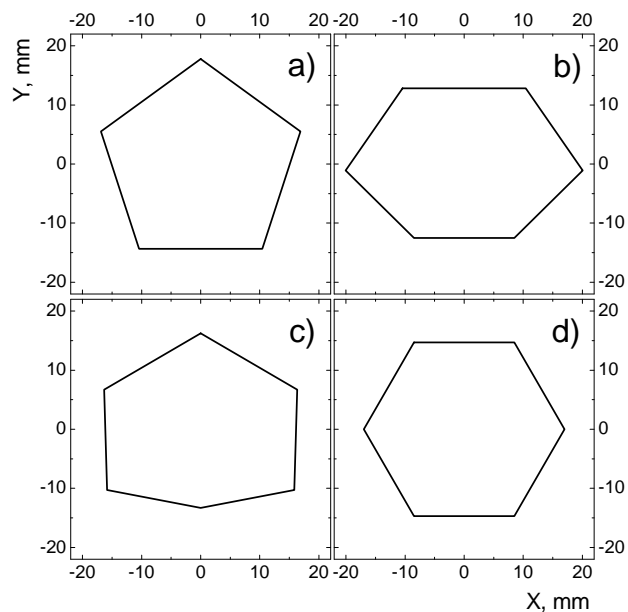


Рис. 5.5: Формы кремниевых детекторов, составляющих Si-ball: а) правильный пятиугольник; б),с) неправильные шестиугольники; д) правильный шестиугольник.

рой по счету зарегистрированной частицей. Таким образом, в эксперименте измерялись лишь относительные времена пролета продуктов распада. Наряду с этим измерялась кинетическая энергия каждого фрагмента. При помощи детектора BNB в каждом событии измерялась множественность нейтронов и энергия мгновенных γ -квантов из осколков деления. Записывались лишь события с кратностью совпадений два и более. В течении четырех недель измерений было накоплено 4×10^7 событий бинарного деления.

Энергетическая калибровка кремниевых детекторов осуществлялась при помощи источников α -частиц ^{242}Am ($E_\alpha = 5.49$ МэВ), $\text{ThC} + \text{ThC}'$ ($E_\alpha = 6.06$ МэВ и 8.78 МэВ). Стабильность энергетического тракта в течении эксперимента контролировалась по положению пика от α -частиц спонтанного α -распада ядра ^{252}Cf . 18 из 160 кремниевых детекторов BSiB в измерениях не использовались (отсутствовали 2 детектора для размещения мишенного узла + 2 детектора для ввода-вывода пучка + 1 детектор для размещения телекамеры + 6 детекторов были замещены $\Delta E - \Delta E - E$ телескопами для решения специальных задач в пучковых экспериментах + часть дефектных детекторов).

Для калибровки временного тракта использовались калибровочные коэффициенты, полученные в предыдущем эксперименте “на пучке”.

Эффективность регистрации нейтронов определялась по множественности нейтронов в бинарном делении. В качестве калибровочного значения при этом использовалась величина $\bar{\nu} = 3.77$. Полученное значение эффективности регистрации нейтронов составило $\varepsilon_n = 0.85$. Нейтронные множественности поправлялись на значение фона, измеряемого непосредственно в ходе эксперимента. Измеренное значение средней множественности нейтронов фона составило $\bar{\nu} = 0.237 \pm 0.002$. Энергетическая калибровка VNB для измерения энергии γ -квантов также осуществлялась с помощью событий бинарного деления. В качестве калибровочного значения использовалась величина $E_\gamma = 7$ МэВ.

5.2 идентификация продуктов распада

Итак, первая важная задача состоит в идентификации продуктов распада по измеренным значениям их относительных времен пролета и кинетических энергий. В преобладающем большинстве случаев фрагменты деления обладают наибольшей кинетической энергией среди прочих продуктов распада. Поэтому отсортируем фрагменты в каждом событии согласно измеренным значениям их кинетических энергий: $E_1 \geq E_2 \geq \dots$. Тогда частицы 1 и 2 с наибольшей вероятностью являются фрагментами деления. Их массы могут быть восстановлены по значениям измеренных кинетических энергий с учетом закона сохранения импульса и массового числа в делении, а также делая определенные предположения относительно массы тройной частицы. В преобладающем большинстве случаев тройной частицей в тройном делении является α -частица. Поэтому в качестве начального приближения будем полагать, что в событии эмитировалась α -частица. Впоследствии справедливость этого предположения будет проверяться и если окажется, что предположение было неверным, то массовый анализ будет повторен с другим значением массы тройной частицы. По полученным таким образом значениям масс и кинетических энергий фрагментов деления можно рассчитать значения их времен пролета TOF_1 и TOF_2 . Тогда параметр, пропорциональный времени пролета тройной частицы, можно построить с использованием измеренных значений

относительных времен пролета TDC_i следующим образом:

$$TOF_3 = TDC_3 + \frac{(TOF_1 - TDC_1) + (TOF_2 - TDC_2)}{2}. \quad (5.1)$$

Корреляция между кинетической энергией тройной частицы E_3 , измеренной в эксперименте, и ее временем пролета, рассчитанным по формуле (5.1), приведена на рис. 5.6а. Из рисунка отчетливо видно, что в координатах E_3 - TOF_3 частицы различных типов хорошо разделяются. Частицы легко можно идентифицировать при помощи графических условий отбора, показанных на рис. 5.6б. И это как раз тот самый момент, когда можно проверить справедливость сделанного ранее предположения относительно массы тройной частицы. Если теперь окажется, что тройная частица попадает в неправильное графическое окошко, то процедуру восстановления масс фрагментов деления можно повторить с другим предположением как относительно массы тройной частицы, так и относительно выбора фрагментов деления. Спектр, приведенный на рис. 5.6а, является конечным результатом такой итерационной самосогласованной процедуры.

Абсолютная калибровка параметра TOF_3 осуществлялась с помощью длиннопробежных α -частиц. Для этого была построена корреляция между параметром TOF_3 и временем пролета TOF_E , рассчитанным по измеренному значению кинетической энергии α -частиц (рис. 5.7а). Искомые калибровочные коэффициенты были получены путем линейной регрессии данных (сплошная линия на рис. 5.7а). Распределение разности между откалиброванным таким образом параметром TOF_3 и параметром TOF_E приведено на рис. 5.7б. Ширина этого распределения характеризует временное разрешение, достигнутое в рамках предложенного подхода. Эта величина составляет ~ 570 пс (FWHM), что является достаточно хорошим результатом с учетом того, что в это значение дает вклад помимо временных разрешений кремниевых детекторов еще и процедура восстановления масс и кинетических энергий фрагментов деления, на основании которых вычислялся параметр TOF_3 .

Для учета амплитудного дефекта в кремниевых детекторах при измерении кинетических энергий фрагментов деления использовалась параметризация полного амплитудного дефекта в зависимости от массы и энергии фрагмента, предложенная в работе [98].

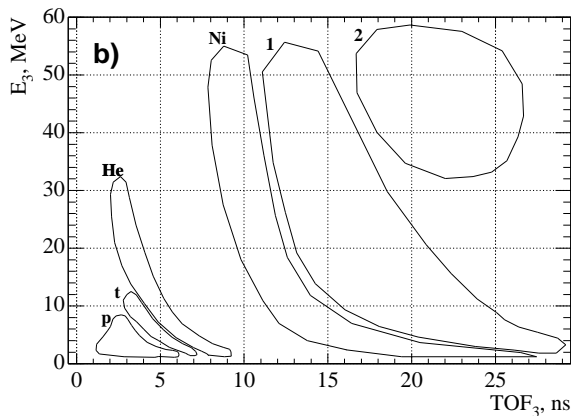
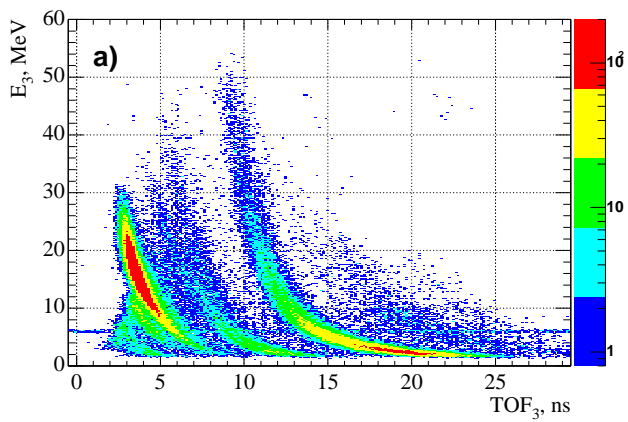


Рис. 5.6: а) Корреляция между кинетической энергией тройной частицы E_3 , измеренной в эксперименте, и ее временем пролета, рассчитанным по формуле (5.1). б) Графические условия отбора для идентификации тройной частицы.

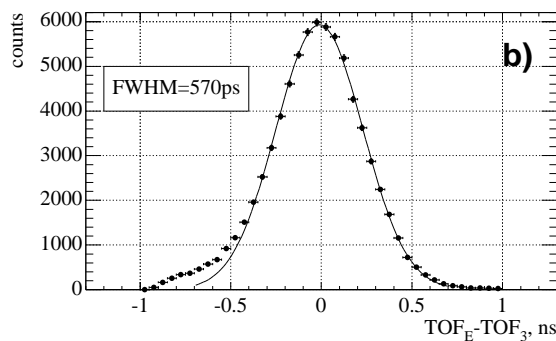
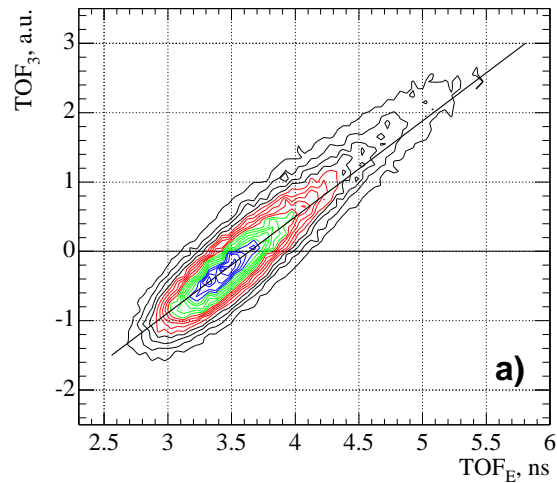


Рис. 5.7: а) Корреляция между временем пролета тройной α -частицы TOF_3 , рассчитанным по формуле (5.1), и временем пролета этой же частицы TOF_E , определенным по измеренному в эксперименте значению ее кинетической энергии. б) Распределение разности ($TOF_E - TOF_3$).

5.3 тройное деление

Как уже было сказано, продукты тройного деления идентифицировались при помощи графических условий отбора, изображенных на рис. 5.6б. Изотопы водорода удастся разделить лишь в тех случаях, когда частица полностью тормозится в кремниевом детекторе. Значения прострельных энергий для протонов, дейтронов, тритонов и α -частиц составляют 8, 11, 13 и 33 МэВ, соответственно. Изотопы He разделить таким образом не удастся, но поскольку в тройном делении среди изотопов He преобладают α -частицы, то при помощи окошка “He” на рис. 5.6б отбираются главным образом α -частицы.

Отчетливо выделяющаяся компонента, обозначенная окошком “Ni”, соответствует событиям упругого рассеяния фрагментов бинарного деления на ядрах Ni из подложки мишени. По интенсивности этой компоненты можно судить на сколько большей фон создают процессы упругого рассеяния для событий тройного деления. И тот факт, что в рамках предлагаемого экспериментального подхода оказалось возможным надежно исключить такие фоновые события, свидетельствует в пользу предлагаемого метода для изучения характеристик редких распадов.

Благодаря использованию времени как параметра для идентификации частиц удается существенно подавить вклад от случайных совпадений с α -частицами спонтанного α -распада ядра ^{252}Cf . Такие события в координатах $E_3\text{-}TOF_3$ приводят к образованию прямой линии при $E_3 = const \sim 6$ МэВ.

деление с вылетом α -частицы

Благодаря относительно высокому выходу α -частиц в тройном делении характеристики тройного деления с вылетом α -частиц наиболее хорошо изучены, поэтому анализ характеристик тройного деления начнем с рассмотрения именно этого типа распада.

энергетический спектр α -частиц

Энергетический спектр α -частиц, отобранных при помощи окошка “He” на рис. 5.6b, изображен на рис. 5.8a. В районе $E_\alpha \sim 6.1$ МэВ наблюдается локальное повышение выхода, связанное с небольшим вкладом от случайных совпадений с α -частицами спонтанного α -распада ^{252}Cf . Энергетическое распределение в области $E_\alpha > 10$ МэВ было аппроксимировано гауссианом (сплошная линия на рис. 5.8a) и результаты фиттирования приведены на вставке рисунка.

Сравнение с литературными данными приведено на рис. 5.8b. В высокоэнергетической области спектра согласие наших данных с результатами работ [99, 100] достаточно хорошее, тогда как в области низких энергий наблюдается различие результатов, приводимых различными авторами. Наши точки лежат между данными работ [99] и [100]. Причина различия связана с возможным вкладом в спектр α -частиц от других изотопов He, который в разных работах по-разному учитывался. В рамках нашего подхода, как ука-

зывалось ранее, разделить изотопы He не представляется возможным и поэтому приведенный на рис. 5.8 спектр является суммарным спектром от всех изотопов He.

Из рис. 5.8 также хорошо видно, что порог регистрации в нашем эксперименте составляет $2 \div 2.5$ МэВ, что существенно ниже, чем во многих предыдущих экспериментах, в которых приходилось использовать поглощающие пленки для защиты детекторов от интенсивного излучения от спонтанного α -распада ^{252}Cf .

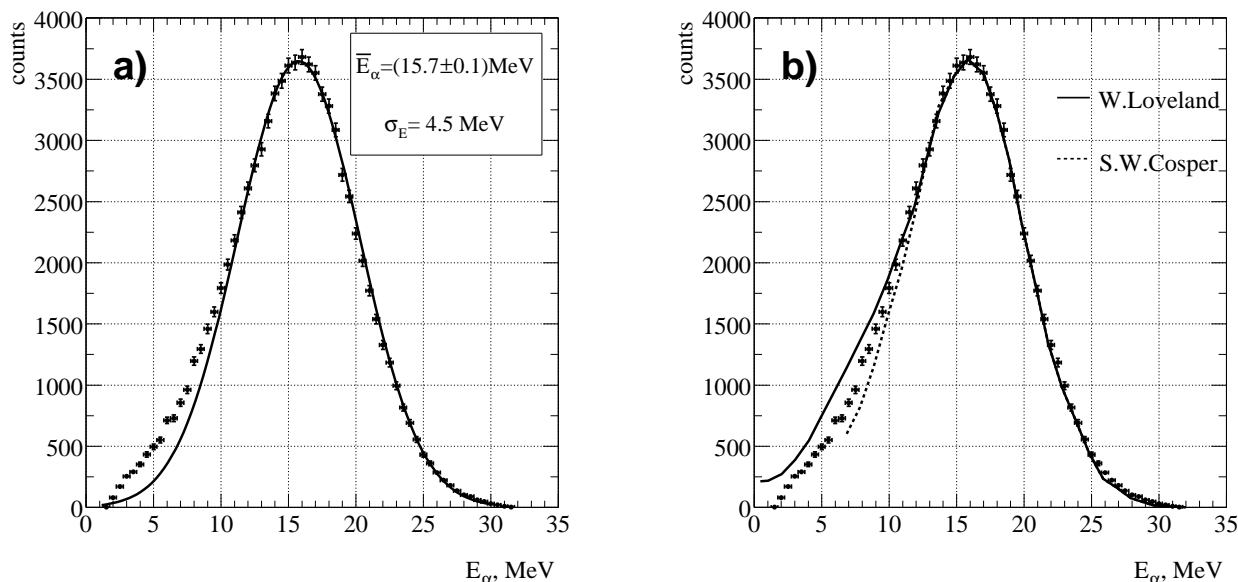


Рис. 5.8: а) Энергетический спектр α -частиц. Символы – экспериментальные данные, сплошная линия – результат фиттирования гауссианом в области $E_\alpha > 10$ МэВ. б) Сравнение экспериментальных данных (символы) с данными работ [99] (сплошная линия) и [100] (пунктирная линия).

угловое распределение α -частиц

Угловое распределение α -частиц по отношению к легкому фрагменту деления приведено на рис. 5.9. Преобладающее большинство частиц сфокусировано в направлении, практически перпендикулярном оси деления – так называемые экваториальные α -частицы. Угловое распределение имеет форму, близкую к форме гауссиана. Для построения приведенного распределения использовалась процедура рандомизации координат попадания частиц в детекторы для устранения дискретности, связанной с гранулярностью BSiB. По

этой причине наш экспериментальный спектр оказался несколько шире, чем приводимые в литературе. Для коррекции спектра была проведена деконволюция экспериментального распределения с гауссианом, имеющим ширину $\sigma = 10^\circ$, приблизительно равную угловому разрешению экспериментальной установки. Результат деконволюции показан на рис. 5.9 сплошной линией, параметры полученного таким образом распределения приведены на вставке. Средний угол составляет $84^\circ \pm 1^\circ$, что находится в хорошем согласии со значением ($84.5^\circ \pm 0.5^\circ$), рекомендованном в работе [101].

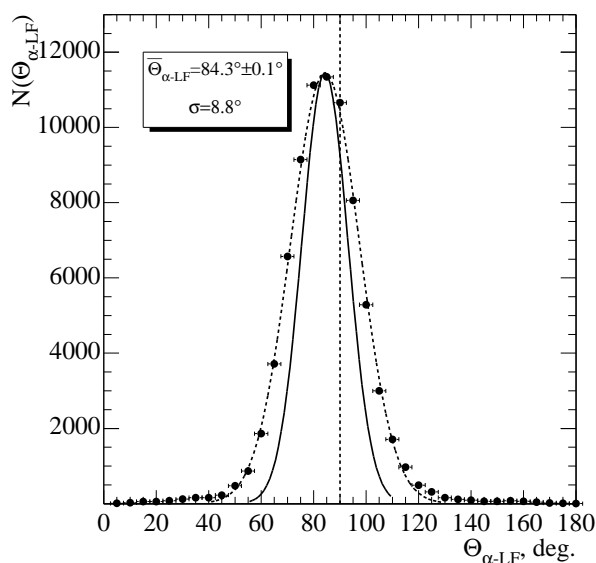


Рис. 5.9: Распределение углов между векторами скоростей α -частицы и легкого фрагмента деления (символы); пунктирная линия – результат фиттирования гауссианом; сплошная линия и параметры на вставке – результат деконволюции экспериментального распределения.

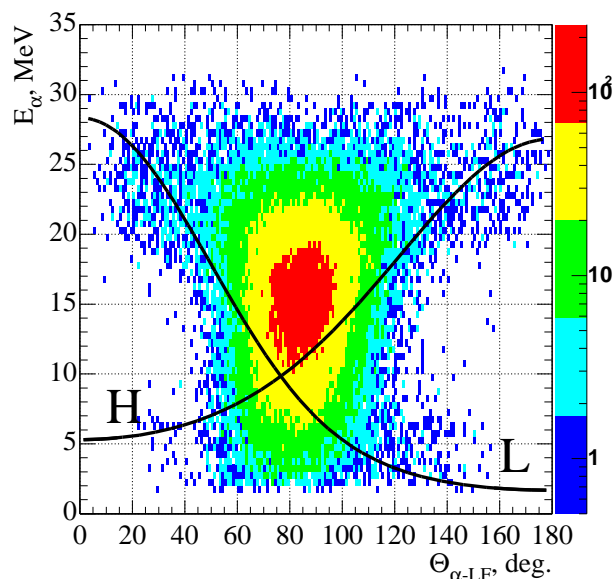


Рис. 5.10: Корреляция между кинетической энергией α -частицы и углом эмиссии по отношению к легкому фрагменту деления. Линии – ожидаемые корреляции при испускании α -частицы из движущихся легкого (L) и тяжелого (H) фрагментов.

эволюция углового распределения с ростом кинетической энергии α -частиц

Корреляция между кинетической энергией α -частицы и углом эмиссии по отношению к легкому фрагменту деления приведена на рис. 5.10. Можно заметить, что ширина углового распределения несколько увеличивается с ростом E_α . Для более детального анализа этого эффекта на рис. 5.11 приводится зависимость среднего значения и ширины углового распределения от E_α , из

которой этот эффект виден более отчетливо. Видно также, что ширина углового распределения достигает минимума в области $E_\alpha \sim 12$ МэВ и при дальнейшем уменьшении E_α вновь происходит уширение углового распределения. Этот эффект наблюдался ранее в делении ядра ^{235}U , индуцированном тепловыми нейтронами [102]. Некоторые возможные причины роста ширины углового распределения с увеличением E_α обсуждались в работах [103, 57].

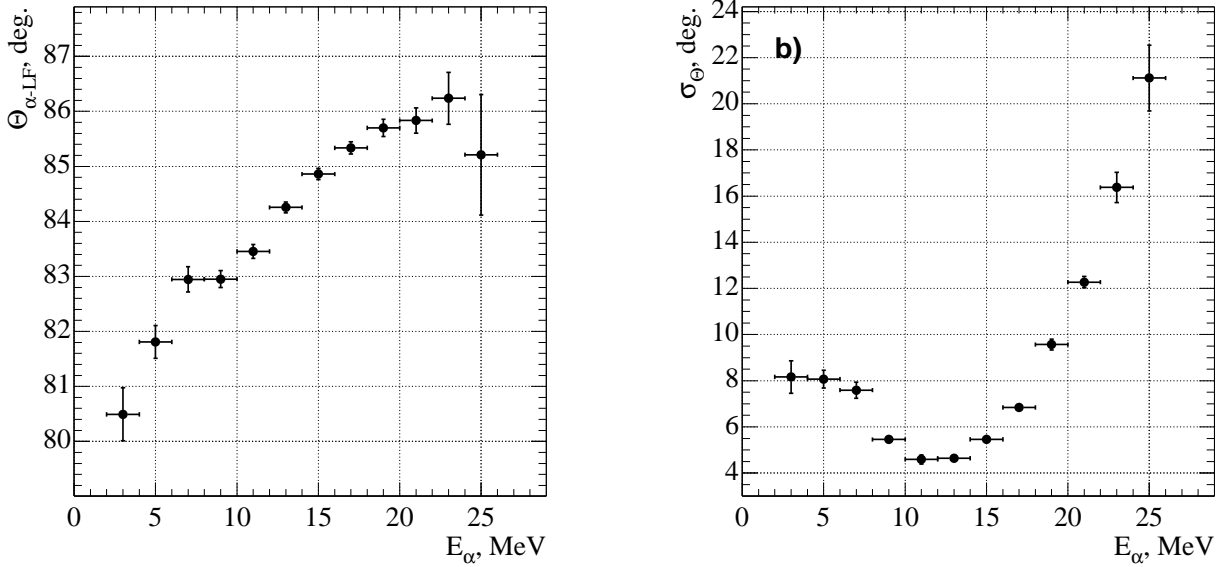


Рис. 5.11: Зависимость среднего угла $\Theta_{\alpha\text{-FF}}$ между векторами скоростей α -частицы и легкого фрагмента деления (а) и ширины распределения углов $\Theta_{\alpha\text{-FF}}$ от кинетической энергии α -частицы (б).

полярная эмиссия α -частиц

На рис. 5.10 отчетливо видна компонента в области высоких энергий ($E_\alpha \gtrsim 20$ МэВ), отличающаяся от основной массы событий тем, что тройные частицы эмитируются не перпендикулярно оси деления, а под относительно небольшими углами к ней. Это так называемые полярные частицы. Энергетический спектр α -частиц, проинтегрированный по углам $\Theta_{\alpha-LF} < 50^\circ$ и $\Theta_{\alpha-LF} > 120^\circ$ приведен на рис. 5.12. Характеристики энергетического спектра, аппроксимированного гауссианом, приведены на вставке.

Помимо полярных α -частиц на рис. 5.10 наблюдаются также частицы, которые, подобно полярным α -частицам, эмитируются под малыми углами к оси деления, но имеют при этом существенно меньшие кинетические энергии

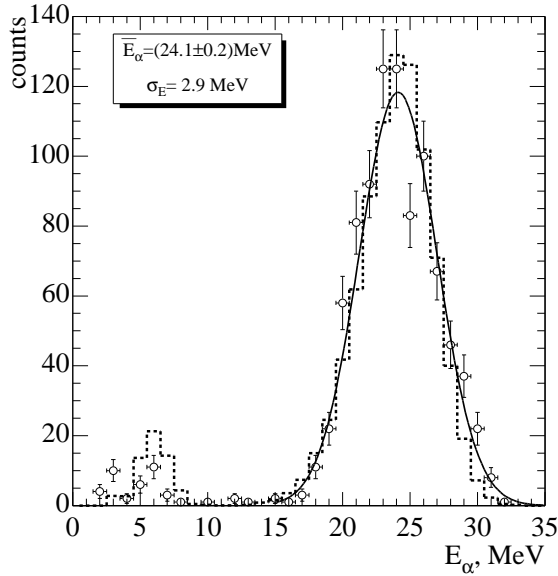


Рис. 5.12: Энергетический спектр полярных α -частиц, зарегистрированных под углами $\Theta_{\alpha-LF} < 50^\circ$ и $\Theta_{\alpha-LF} > 120^\circ$ по отношению к вектору скорости легкого фрагмента деления (символы). Сплошная линия – результат фиттирования гауссианом; параметры гауссина даны на вставке.

($E_\alpha \lesssim 8$ МэВ). Одной из моделей, предложенных для объяснения механизма образования полярных α -частиц, является модель испарения α -частиц из движущихся осколков деления [104]. Высокую кинетическую энергию полярных α -частиц можно объяснить тем, что скорость испарительной частицы в лабораторной системе координат складывается со скоростью фрагмента деления, из которого эта частица испускается. Если частица испускается в направлении, противоположном направлению движения осколка, то ее кинетическая энергия, соответственно, будет меньше. Ожидаемые корреляции между кинетической энергией тройной частицы в лабораторной системе координат и углом по отношению к легкому фрагменту деления показаны на рис. 5.10 сплошными линиями при испарении из легкого (L) и тяжелого (H) фрагментов деления с начальной кинетической энергией 11 МэВ и 14 МэВ, соответственно. Значения испарительных энергий были выбраны такими исходя из очевидного требования наилучшего качественного согласия получающихся корреляций с экспериментальными данными. Полученный результат свидетельствует в пользу того, что полярные α -частицы действительно могут образовываться в результате эмиссии из полностью ускоренных фрагментов деления. В свете этого интересно также отметить тот факт, что расчетные линии на рис. 5.10 пересекаются при $E_\alpha \sim 10$ МэВ, что достаточно близко к положению минимума в зависимости $\sigma_{\Theta_{\alpha-LF}}$, приведенной на рис. 5.11.

множественность нейтронов деления

Среднее число эмитированных нейтронов приведено на рис. 5.13 в зависимости от кинетической энергии α -частицы. При $E_\alpha \gtrsim 10$ МэВ наблюдается практически линейная зависимость $\bar{\nu}(E_\alpha)$. Такое поведение $\bar{\nu}(E_\alpha)$ также наблюдалось ранее в работах [105, 106, 107, 108]. При более низких энергиях

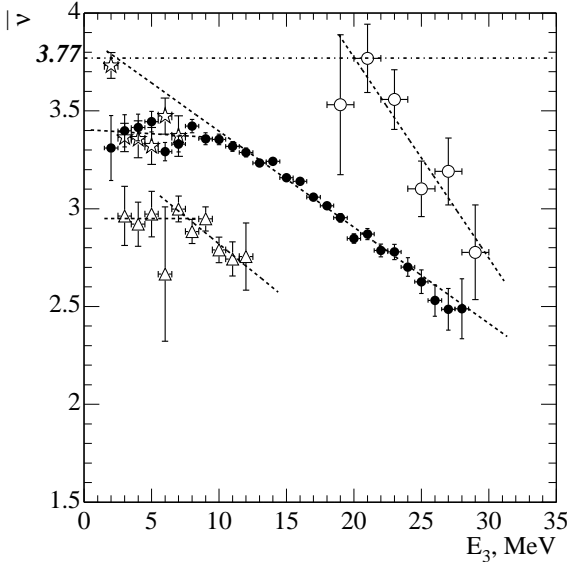


Рис. 5.13: Средняя множественность нейтронов как функция кинетической энергии тройной частицы в делении, сопровождаемом эмиссией экваториальной α -частицы (●), полярной α -частицы (○), тритона (Δ) и протона (\star).

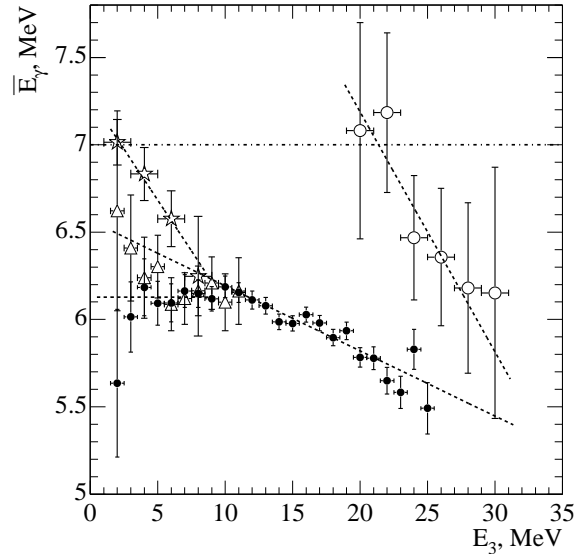


Рис. 5.14: Зависимость средней энергии мгновенных γ -квантов в делении, сопровождаемом эмиссией экваториальной α -частицы (●), полярной α -частицы (○), тритона (Δ) и протона (\star).

средняя нейтронная множественность оказывается практически не зависящей от E_α . Эта область энергий в предыдущих экспериментах не была доступна из-за высоких энергетических порогов. Таким образом, множественность нейтронов в делении, сопровождаемом эмиссией экваториальной α -частицы, оказывается меньше, чем в бинарном делении во всем диапазоне кинетических энергий α -частиц. На рис. 5.13 множественность нейтронов в бинарном делении показана штрих-пунктирной линией при $\bar{\nu} = 3.77$. В случае же полярной эмиссии α - частиц множественность нейтронов приближается к значению $\bar{\nu}$ в бинарном делении при $E_\alpha \sim 20$ МэВ. Характеристики корреляции $\bar{\nu}(E_\alpha)$, аппроксимированной линейной зависимостью, приведены в таблице 5.2.

Таблица 5.2: Множественность нейтронов в тройном делении.

экваториальные α -частицы			
$\bar{\nu}$	$E_\alpha < 10$ МэВ $\bar{\nu}$	$E_\alpha > 10$ МэВ $d\bar{\nu}/dE_\alpha, \text{ МэВ}^{-1}$	работа
3.11 ± 0.01	3.37 ± 0.02	-0.049 ± 0.002	*
3.13 ± 0.02		-0.037 ± 0.003	[106]
3.10 ± 0.08		-0.045 ± 0.010	[107]
3.11 ± 0.05		-0.026 ± 0.015	[108]
полярные α -частицы			
$\bar{\nu}$		$d\bar{\nu}/dE_\alpha, \text{ МэВ}^{-1}$	работа
3.16 ± 0.07		-0.10 ± 0.03	*
	3.2 ± 0.2		*
тритоны			
$\bar{\nu}$	$E_t < 7$ МэВ $\bar{\nu}$	$E_t > 7$ МэВ $d\bar{\nu}/dE_t, \text{ МэВ}^{-1}$	работа
2.90 ± 0.02	2.9 ± 0.1	-0.06 ± 0.02	*
2.95 ± 0.05		-0.039 ± 0.008	[106]
протоны: $\bar{\nu} = 3.42 \pm 0.03$			*

* результат этой работы

Распределение по множественности зарегистрированных нейтронов деления приведено на рис. 5.15 для различных каналов деления.

Энергия в делении высвобождается в виде кинетической энергии фрагментов деления, кинетической энергии тройной частицы и энергии, расходуемой на эмиссию нейтронов и γ -квантов. Поскольку мы имеем доступ к каждой из этих компонент, то было бы интересно проследить их эволюцию с изменением E_α , как это только что было сделано для множественности нейтронов.

энергия мгновенных γ -квантов

Зависимость средней энергии мгновенных γ -квантов от кинетической энергии α -частицы тройного деления приведена на рис. 5.14. Штрих-пунктирная линия при $E_\gamma = 7$ МэВ соответствует значению в бинарном делении. Зависимость \bar{E}_γ от E_α качественно весьма похожа на зависимость $\bar{\nu}(E_\alpha)$. В случае экваториальной эмиссии α -частиц \bar{E}_γ оказывается всегда меньше значения для бинарного деления. Этот факт и аналогичный вывод, полученный для нейтронной множественности, позволяют утверждать, что осколки тройного

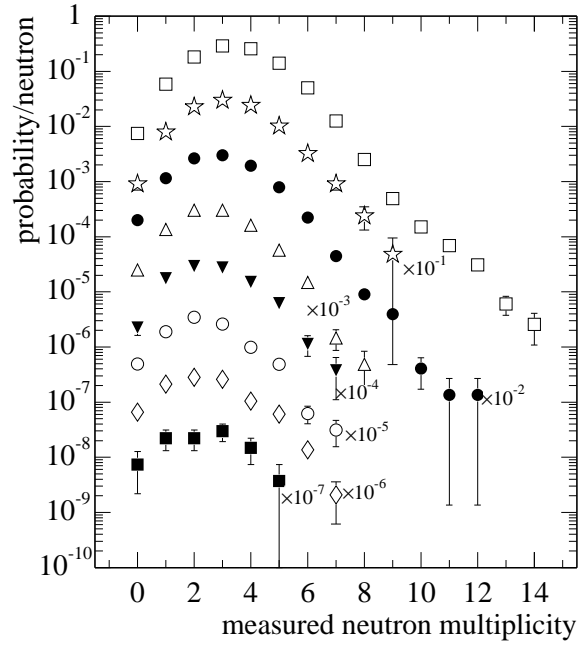


Рис. 5.15: Распределения по множественности зарегистрированных нейтронов в бинарном делении (\square) и в делении, сопровождаемом эмиссией протона (\star), α -частицы (\circ), тритона (\triangle), Be-подобных ядер (\blacktriangledown), C-подобных ядер (\circ), ядер с массовыми числами ($15 \div 30$) (\diamond) и двух α -частиц (\blacksquare).

деления менее возбуждены, чем осколки бинарного деления.

полная кинетическая энергия фрагментов деления

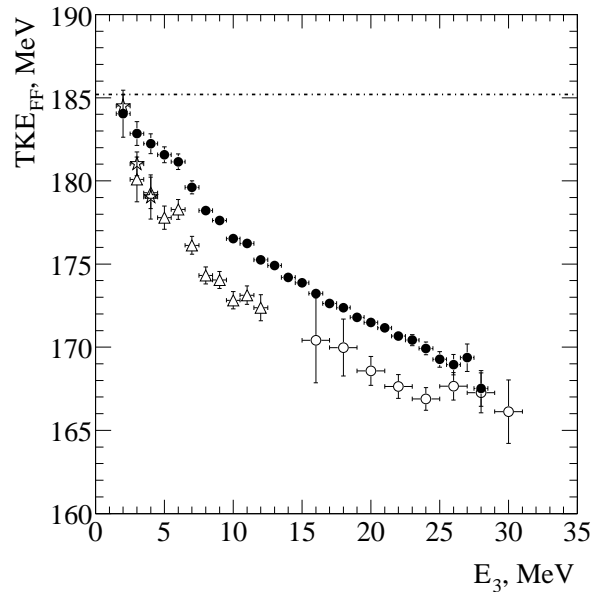


Рис. 5.16: Зависимость средней полной кинетической энергии фрагментов деления от кинетической энергии тройной частицы в делении, сопровождаемом эмиссией экваториальной α -частицы (\bullet), полярной α -частицы (\circ), тритона (\triangle) и протона (\star).

Эволюция средней полной кинетической энергии осколков деления TKE_{FF} с изменением E_α приведена на рис. 5.16. Как и на предыдущих рисунках, зна-

чение $TK E_{FF}$ осколков бинарного деления указано штрих-пунктирной линией. Наблюдается антикорреляция между E_α и $TK E_{FF}$. Следовательно, можно было бы предположить, что более энергетичные α -частицы образуются в более вытянутых предразрывных конфигурациях. Тогда следовало бы ожидать, что более энергетичным α -частицам соответствуют большие нейтронные множественности и большая энергия γ -квантов, поскольку обычно холодное деление ассоциируется с более компактными предделительными конфигурациями и, наоборот, при разрыве более вытянутых конфигураций осколки деления оказываются более возбужденными. Очевидно, присутствие третьей частицы в делении несколько изменяет эту корреляцию. Рост кинетической энергии тройной частицы происходит как за счет $TK E_{FF}$, так и за счет охлаждения осколков деления.

массовый спектр фрагментов деления

Массовое распределение фрагментов деления приведено на рис. 5.17с (жирная линия). Для сравнения массовый спектр фрагментов бинарного деления показан на этом же рисунке тонкой линией. Сравнение массовых спектров позволяет установить за счет массы какого из фрагментов происходит формирование тройной частицы. Из наблюдаемого на рис. 5.17с сдвига пика легкого фрагмента можно сделать вывод о том, что α -частица тройного деления формируется за счет массы легкого фрагмента деления. Этот вывод хорошо согласуется с заключением, сделанным в работе [12].

деление с вылетом тритона

Рассмотрим теперь некоторые характеристики тройного деления с вылетом тритона. Эти события деления были отобраны при помощи окошка “t”, изображенного на рис. 5.6b, следовательно, частицы с большими энергиями (большими энергии прострела) были исключены из анализа. Это приводит к дефициту событий в области высоких энергий энергетического спектра частиц, который изображен на рис. 5.18 (для сравнения с литературными данными выходы на рисунке даны по отношению к выходу α -частиц тройного деления). Положение же максимума распределения хорошо совпадает со значением, наблюдаемым в работе [100].

Средняя множественность нейтронов как функция кинетической энергии

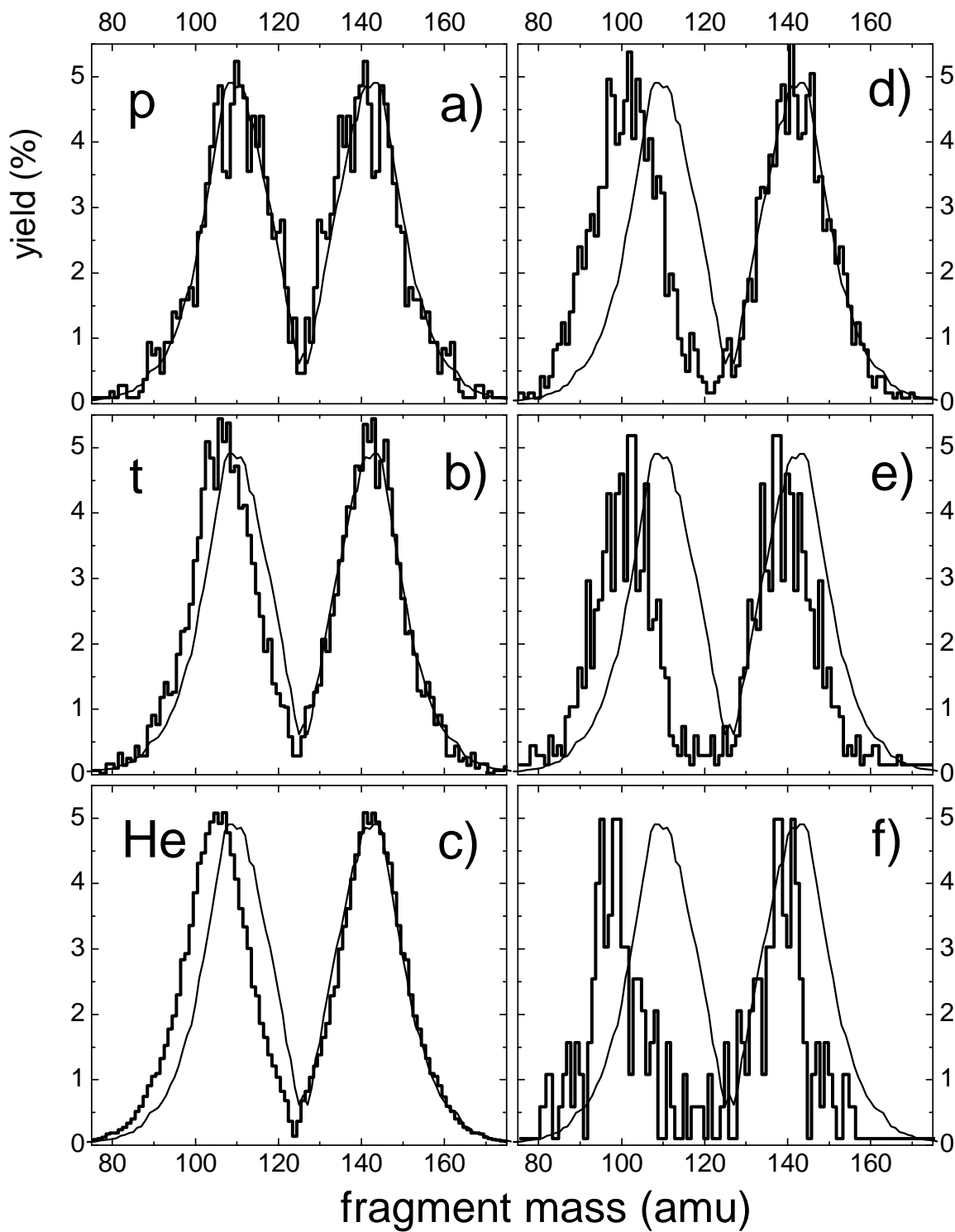


Рис. 5.17: Массовый спектр фрагментов деления, зарегистрированных в совпадении с протоном (а), тритоном (b), α -частицей (c), Be-подобным ядром (d), C-подобным ядром (e), и фрагментом с массовым числом $15 < M_3 < 30$ (f). Тонкой линией показан спектр фрагментов бинарного деления.

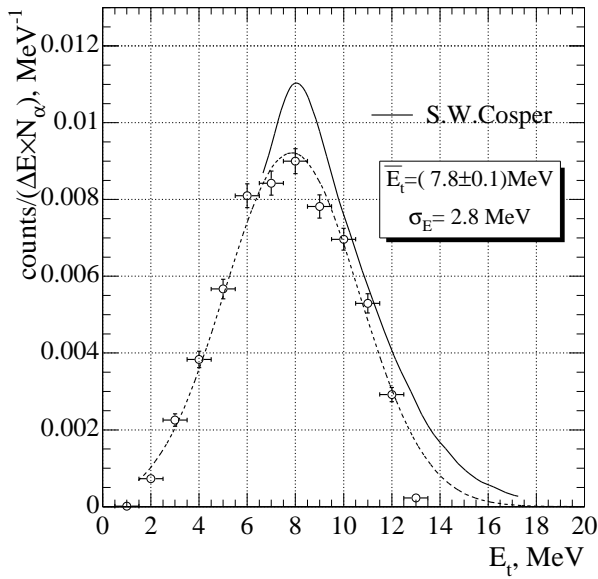


Рис. 5.18: Энергетический спектр тритонов тройного деления, отобранных при помощи окошка “t” на рис. 5.6b. Пунктирная линия – результат фитирования гауссианом, сплошная линия – результат работы [100]. Выходы даны по отношению к выходу α -частиц тройного деления.

тритонов приведена на рис. 5.13 (открытые треугольники). Можно сказать, что вид этой зависимости качественно такой же, как и в случае деления с вылетом α -частицы. Также хорошо видно, что множественность нейтронов меньше, чем в делении с вылетом α -частицы. Среднее значение ν составляет $\bar{\nu} = 2.90 \pm 0.02$.

Зависимость \bar{E}_γ от E_t приведена на рис. 5.14 (открытые треугольники). Значение \bar{E}_γ не сильно отличается от значения, наблюдаемого в делении с вылетом α -частицы.

Угловое распределение тритонов приведено на рис. 5.19. Для сравнения пунктирной линией на рисунке показано угловое распределение α -частиц тройного деления.

Массовое распределение фрагментов деления приведено на рис. 5.17b в сравнении с бинарным делением. Можно сказать, что как и в делении с вылетом α -частицы, в формирование тритона вносит вклад легкий осколок деления. Этот вывод, однако, противоречит результатам работы [60], в которой наблюдался сдвиг массового пика тяжелого фрагмента деления. Причина разногласий не установлена. К сожалению, используемый нами метод восстановления масс фрагментов деления основан на значениях кинетических энергий продуктов распада (E - E метод), в котором приходится учитывать трехтельную кинематику. Параметризация полного амплитудного дефекта в полупроводниковых детекторах была осуществлена на основании бинар-

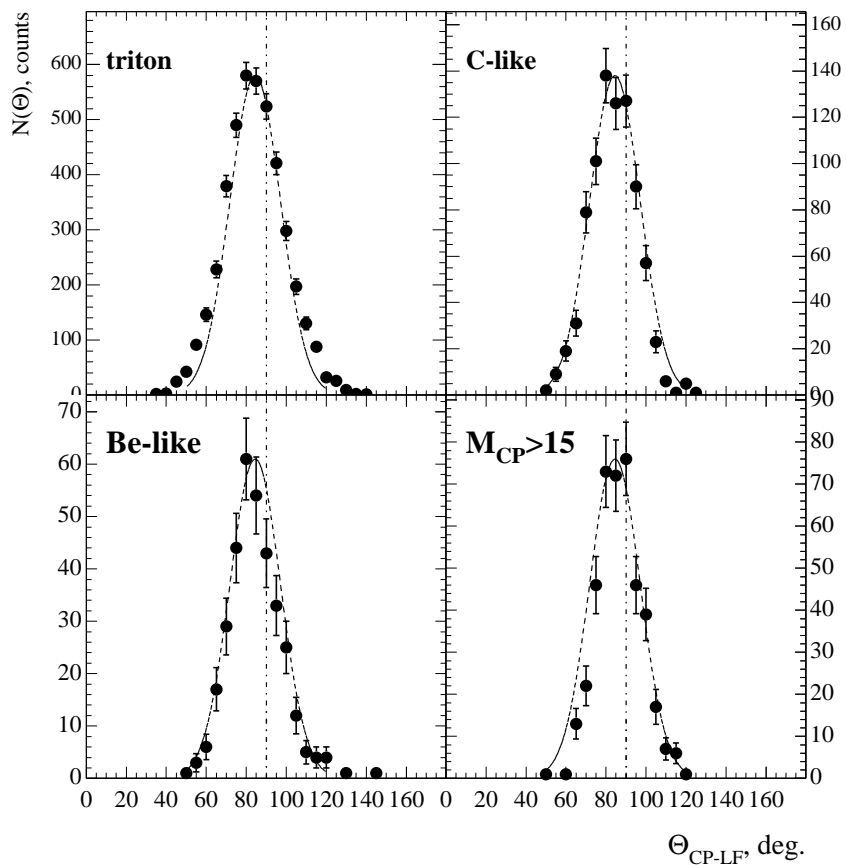


Рис. 5.19: Распределение углов между векторами скоростей тройной частицы и легкого фрагмента деления (символы). Пунктирная линия – угловое распределение α -частиц тройного деления, аппроксимированное гауссианом. Коррекция на конечный размер детектора не делалась.

ного деления, поэтому нельзя исключить наличия каких-либо методических ошибок при применении этой же параметризации для данных тройного деления. В связи с этим к полученным в настоящей работе результатам для массовых распределений фрагментов деления следует относиться с осторожностью. Это же замечание относится и к массовым распределениям, которые будут рассматриваться ниже для случаев тройного деления с образованием более массивных частиц. Более надежные результаты, на наш взгляд, можно было бы получить в рамках TOF- E методики.

деление с вылетом протона

Энергетический спектр протонов, полностью затормозившихся в кремниевом детекторе BSiB, приведен на рис. 5.20. Этот спектр несколько отличается от

энергетических спектров α -частиц и тритонов тройного деления наличием ярко выраженной компоненты в области низких энергий (при $E_p \sim 2 \div 3$ МэВ). Существенный вклад в события тройного деления с образованием протона могут давать фоновые (n,p) реакции, индуцированные нейтронами деления. Тщательный анализ возможных источников протонов был выполнен в работах [100, 109]. Было установлено, что компонента, соответствующая протонам тройного деления ^{252}Cf , имеет гауссоподобную форму с максимумом в районе 8 МэВ. Низкоэнергетическая компонента в нашем эксперименте может возникать в реакциях $\text{Si}(n,p)$, индуцированных нейтронами деления в кремниевых детекторах.

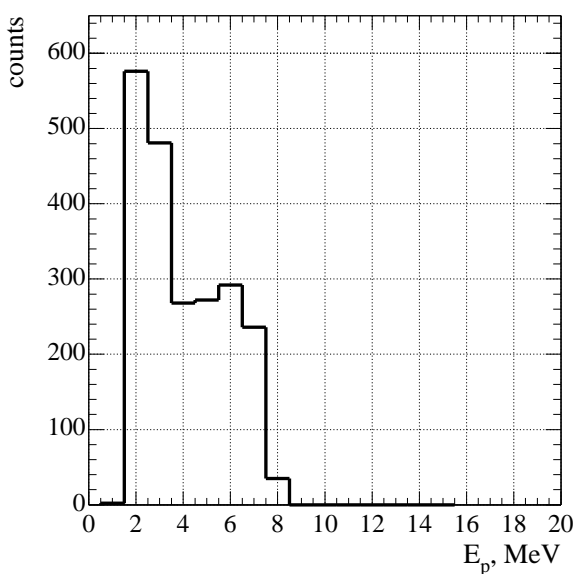


Рис. 5.20: Энергетический спектр протонов, полностью остановившихся в кремниевом детекторе.

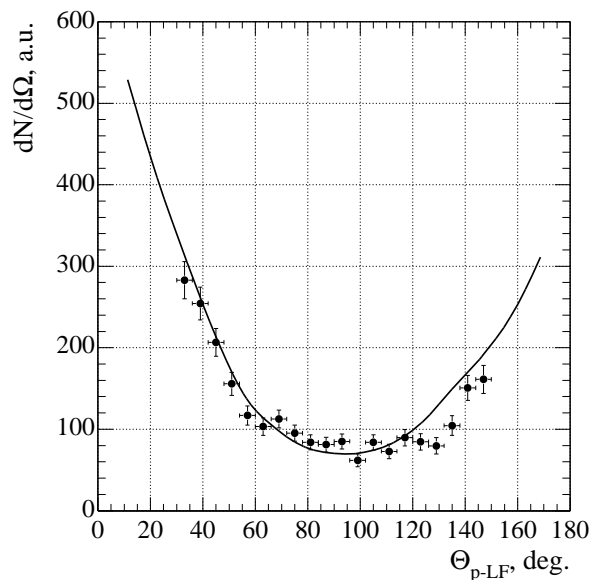


Рис. 5.21: Распределение углов между векторами скоростей протона и легкого фрагмента деления (символы). Сплошная линия – угловое распределение нейтронов деления из работы [110].

Угловое распределение протонов приведено на рис. 5.21. Отличие от угловых распределений α -частиц и тритонов тройного деления очевидно – никакой фокусировки протонов в направлении, перпендикулярном оси деления, не происходит. Для сравнения на рис. 5.21 также приведено угловое распределение нейтронов деления из работы [110] (сплошная линия). Похожесть этих распределений говорит о том, что наблюдаемые протоны образуются либо в результате испарения из движущихся осколков, либо в результате $\text{Si}(n,p)$

реакций, индуцированных нейтронами деления.

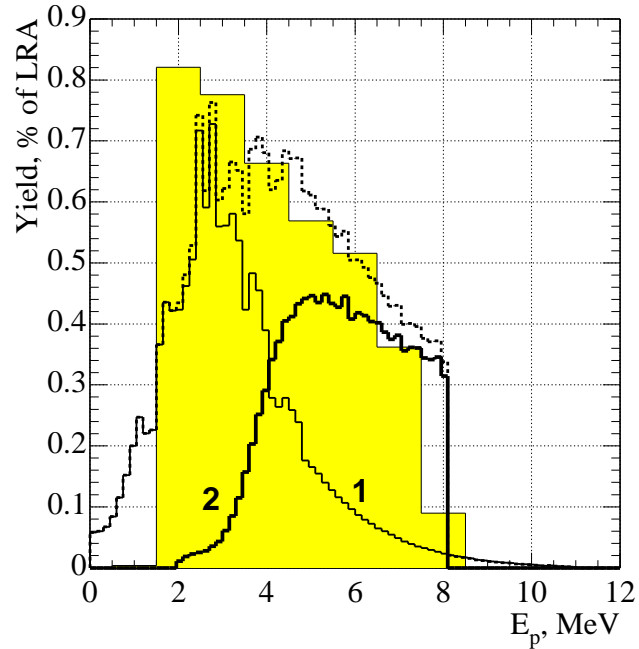


Рис. 5.22: Энергетический спектр протонов в реакции $\text{Si}(n,p)$ (гистограмма 1, тонкая линия), протонов тройного деления (гистограмма 2, жирная линия), и протонов, зарегистрированных в эксперимента (заштрихованная гистограмма). Пунктирная гистограмма – сумма гистограмм 1 и 2.

Для проверки гипотезы о существовании двух источников нейтронов была предпринята попытка смоделировать энергетический спектр протонов. Энергетический спектр протонов, возникающих в реакции $\text{Si}(n,p)$ был получен с использованием распределения кинетической энергии нейтронов деления из работы [110] и зависимости сечения реакции от кинетической энергии нейтрона из работы [111]. Этот спектр изображен на рис. 5.22 (тонкая линия). Полученное значение выхода таких протонов составило $\approx 7 \times 10^{-5}$ по отношению к бинарному делению, или $\approx 2\%$ по отношению к выходу α -частиц тройного деления. Для протонов тройного деления предполагалось, что энергетический спектр имеет гауссоподобную форму с центром при $E_p = 8$ МэВ [100]. Ожидаемый спектр измеренных энергий (ΔE для протонов, простреливающих детектор) изображен на рис. 5.22 гистограммой 2 (жирная линия). Суммарный спектр показан пунктирной гистограммой, экспериментальный – заштрихованной гистограммой. Таким образом, экспериментальный энергетический спектр протонов можно объяснить вкладом от двух источников – протонов тройного деления и протонов из реакции $\text{Si}(n,p)$. Однако, существует одно противоречие, на которое хотелось бы обратить внимание. Как видно из рис. 5.13, средняя множественность нейтронов в области низких кинетических энергий протонов составляет $\bar{\nu} \sim 3.4 \div 3.7$, что существенно

выше значения 2.77, ожидаемого, если предполагать, что один из нейтронов бинарного деления индуцирует $\text{Si}(n,p)$ реакцию.

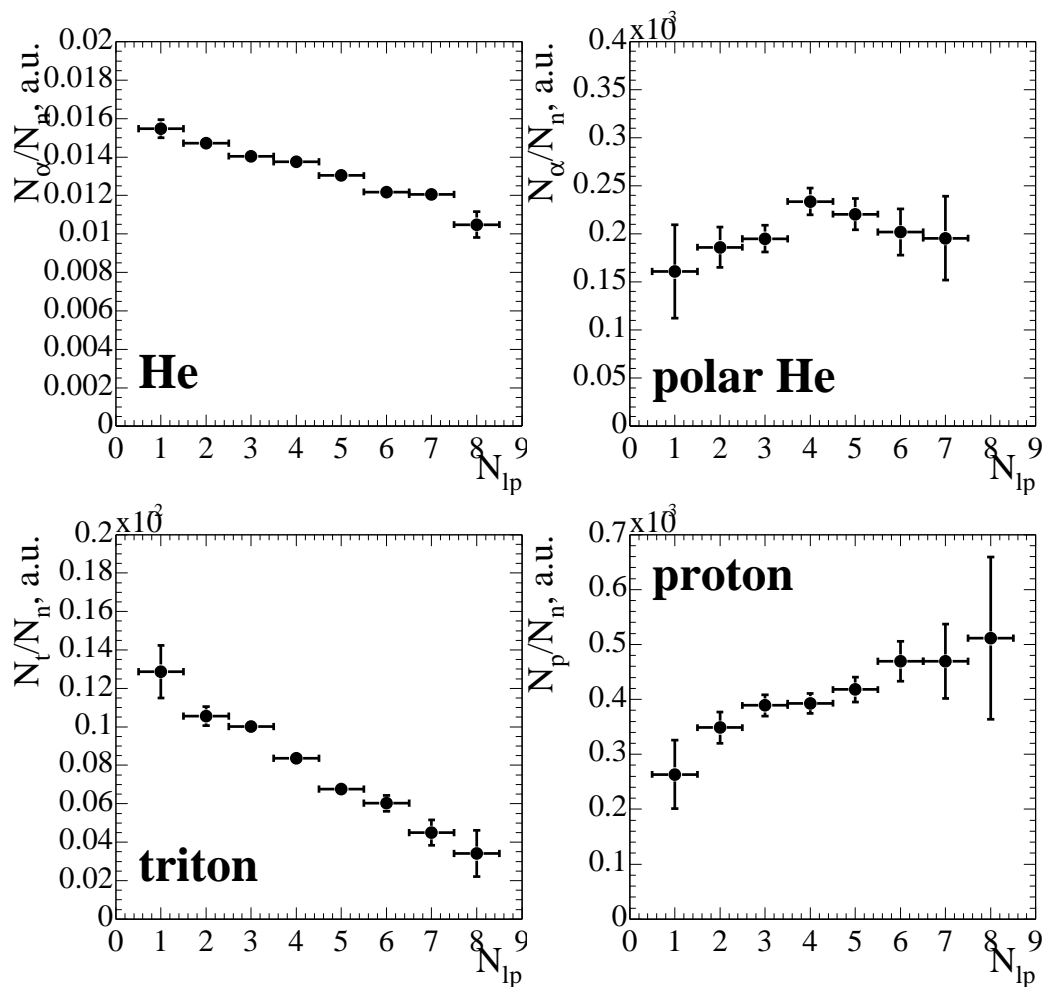


Рис. 5.23: Выход частицы тройного деления по отношению к выходу нейтронов деления как функция числа испущенных частиц.

Перейдем теперь к анализу высокоэнергетической компоненты. Если протоны из этой области энергий возникают в результате испарения из фрагментов деления, то было бы интересно проанализировать связь между вероятностью эмиссии нейтрона и энергией возбуждения осколков деления. В качестве меры энергии возбуждения осколков деления можно использовать множественность испущенных легких частиц N_{LP} (число нейтронов плюс заряженная частица) [112]. На рис. 5.23 приведена зависимость выхода тройной частицы по отношению к выходу нейтронов деления от N_{LP} . Поскольку тройные α -частицы и тритоны не являются испарительными частицами, то для

них следует ожидать иной ход зависимости, нежели для протонов, что и демонстрирует рис. 5.23. Полярные α -частицы, возможно, также образуются в результате испарения из осколков деления, а тот факт, что наблюдаемая для них корреляция отличается от корреляции в случае экваториальных α -частиц, свидетельствует в пользу гипотезы о том, что полярные и экваториальные α -частицы имеют разный механизм образования. Итак, корреляцию, наблюдаемую на рис. 5.23 для протонов, можно интерпретировать как рост вероятности эмиссии протона с ростом энергии возбуждения осколков деления, что свидетельствует в пользу испарительного механизма образования протонов.

упругое рассеяние фрагментов деления

Хорошо известно [21], что упругое рассеяние фрагментов бинарного деления на ядрах атомов материала мишени и ее подложки составляют основной фон для событий тройного деления. Поэтому необходим эффективный способ дискриминации таких событий. В нашем случае с заметной вероятностью происходит рассеяние фрагментов деления на ядрах Ni в подложке мишени. К счастью, в рамках выбранной постановки эксперимента такие события хорошо отделяются от основной массы событий тройного деления. Они находятся в области, ограниченной на рис. 5.6 полигоном "Ni". Анализ некоторых характеристик этих событий поможет нам бороться с событиями упругого рассеяния в дальнейшем.

На рис. 5.24а изображена корреляция между кинетической энергией ядра отдачи Ni E_3 и углом отдачи Θ_{Ni-LF} по отношению к легкому фрагменту деления, аналогичная корреляции, приведенной на рис. 5.10 для α -частиц тройного деления. Наибольший выход событий наблюдается в направлении, перпендикулярном скорости фрагмента деления, что легко понять, учитывая, что сечение упругого рассеяния максимально в случае периферийных соударений, а ядро отдачи в этом случае приобретает небольшую кинетическую энергию. По мере уменьшения параметра соударения происходит уменьшение угла отдачи, а кинетическая энергия ядра отдачи растет. На рис. 5.24а эта корреляция хорошо прослеживается. Поскольку угол Θ_{Ni-LF} отсчитывается от направления вектора скорости легкого фрагмента, то событиям с $\Theta_{Ni-LF} > 90^\circ$ соответствует рассеяние тяжелого фрагмента деления, т.е. преобладающее большинство центральных соударений связано с рассеянием

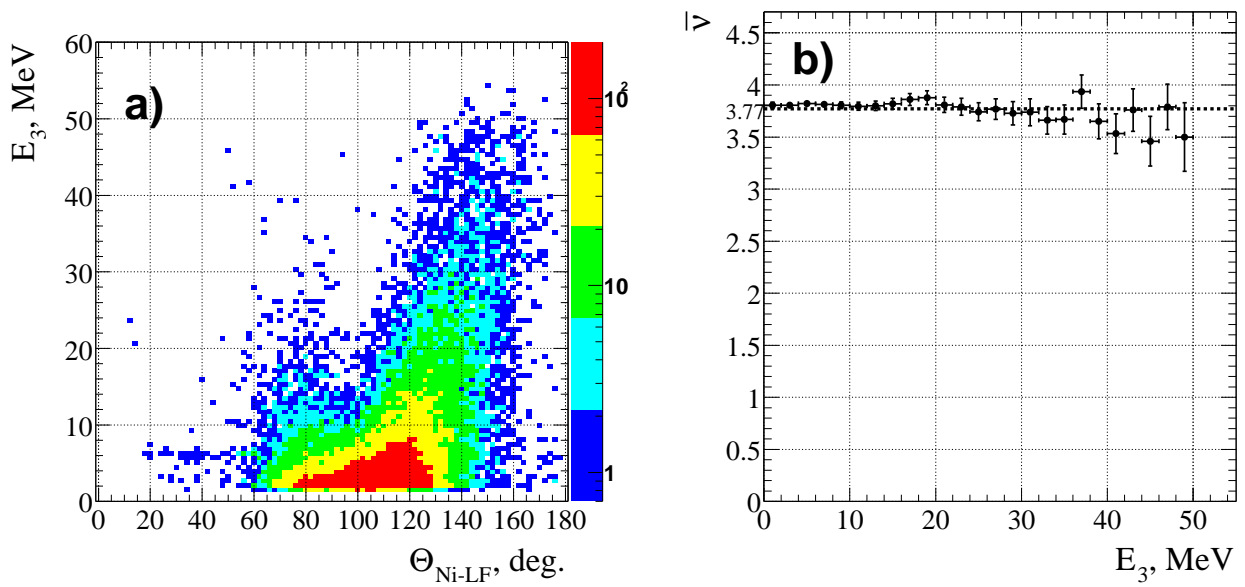


Рис. 5.24: а) Корреляция между кинетической энергией ядра-отдачи Ni и углом отдачи по отношению к вектору скорости легкого фрагмента деления. б) Средняя множественность нейтронов деления как функция кинетической энергии ядра отдачи.

тяжелого фрагмента деления. Можно ожидать, что множественность нейтронов деления не должна зависеть от энергии ядра отдачи. Эта корреляция изображена на рис. 5.24b, из которого видно, что $\bar{\nu} = 3.77 = const.$

деление с вылетом частиц промежуточной массы

В настоящем разделе будут рассмотрены некоторые характеристики деления, сопровождаемого вылетом частиц промежуточной массы, условно определяемых как частиц с зарядом больше двух и массой, меньшей массы фрагментов деления. Такие события на рис. 5.6 лежат в области между условиями отбора “He” и “Ni”. К сожалению, однозначно идентифицировать такие частицы по заряду с помощью графических условий отбора не представляется возможным, поэтому мы обратимся к анализу масс этих частиц, определенных на основании их кинетических энергий, измеренных в эксперименте, и восстановленных времен пролета (формула (5.1)). Полученный спектр масс приведен на рис. 5.25. В спектре хорошо видны повышенные выходы в районе $M_3 \approx 10$, соответствующему (предположительно) эмиссии ^{10}Be и в районе $M_3 \approx 12 \div 14$, соответствующему (предположительно) эмиссии ядер C.

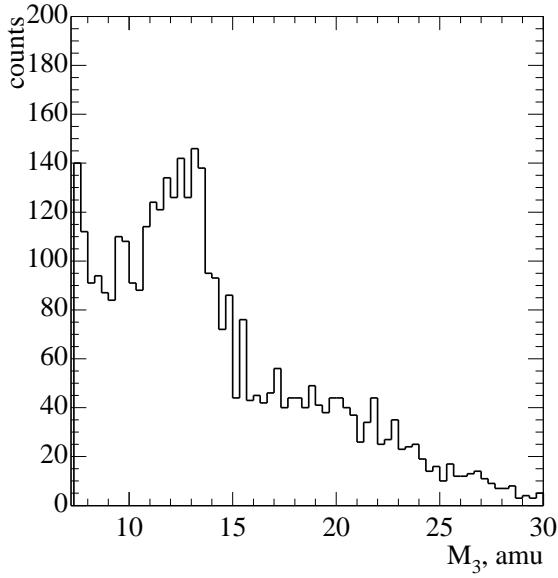


Рис. 5.25: Массовый спектр фрагментов промежуточной массы в тройном делении.

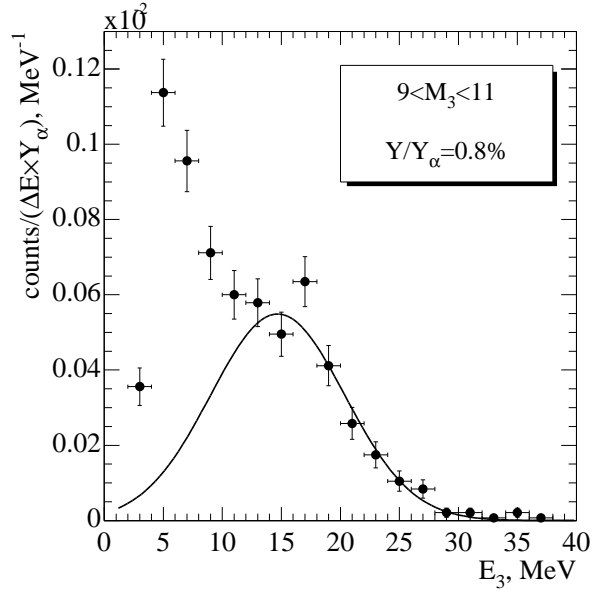


Рис. 5.26: Энергетический спектр частиц массой $9 < M_3 < 11$.

$$9 < M_3 < 11$$

Энергетический спектр фрагментов с массой в диапазоне $9 < M_3 < 11$ изображен на рис. 5.26. Ярко выраженная низкоэнергетическая компонента может быть объяснена вкладом от событий упругого рассеяния фрагментов деления на легких ядрах, содержащихся в материале мишени (таких как, например, кислороде, углероде и т.п.). Выход частиц тройного деления был оценен путем фиттирования распределения гауссианом в высокоэнергетической области спектра (сплошная линия на рисунке). Полученное значение выхода составило $\sim 0.8\%$ по отношению к выходу α -частиц тройного деления.

На примере частиц с массами $12 \leq M_3 \leq 15$ покажем, как можно эффективно дискриминировать события упругого рассеяния.

$$12 \leq M_3 \leq 15$$

Корреляция между кинетической энергией тройных частиц с массами $12 \leq M_3 \leq 15$ и углом эмиссии по отношению легкому фрагменту деления $\Theta_{\text{IMF-LF}}$ изображен на рис. 5.27а. Можно выделить как минимум две компоненты, помеченные на рисунке полигонами 1 и 2. Компонента 1 расположена в области $\Theta_{\text{IMF-LF}} \sim 80^\circ \div 90^\circ$, что характерно для частиц тройного деления (см., напри-

мер, рис. 5.10). Корреляция между E_3 и $\Theta_{\text{IMF-LF}}$ в событиях, составляющих компоненту 2 на рис. 5.27а, напоминает корреляцию, наблюдающуюся для событий упругого рассеяния фрагментов деления на ядрах Ni (см. рис. 5.24а).

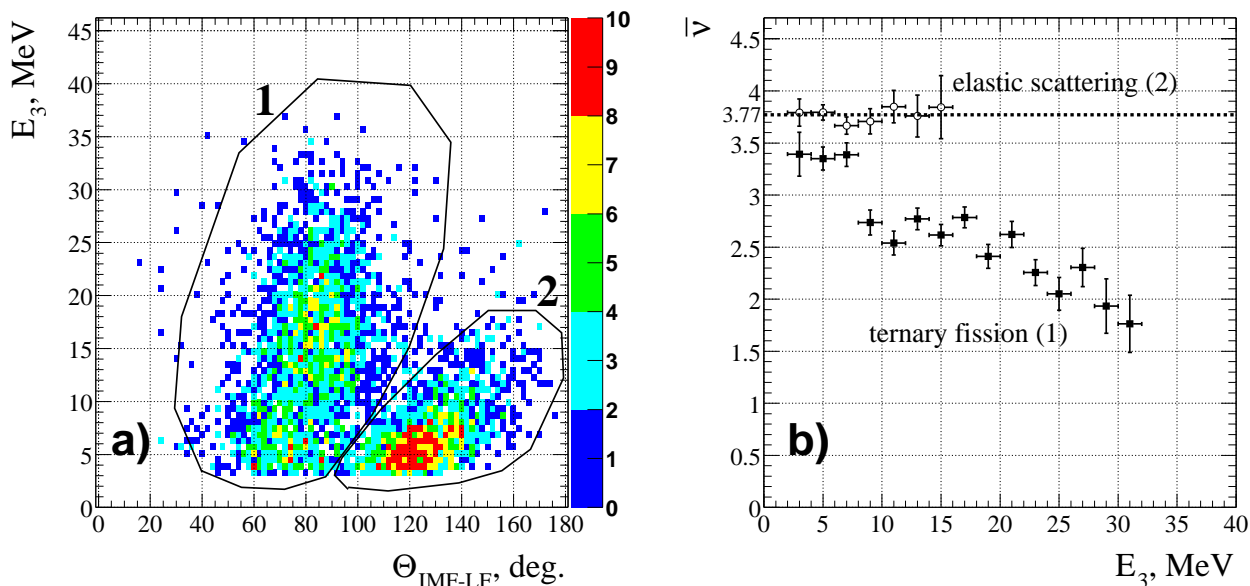


Рис. 5.27: а) Корреляция между кинетической энергией и углом между векторами скоростей тройной частицы с массой $12 \leq M_3 \leq 15$ и легкого фрагмента деления. б) Зависимость средней нейтронной множественности от кинетической энергии тройной частицы в событиях, выделенных окошками 1 (■) и 2 (○).

Это дает основание предположить, что события, составляющие компоненту 1, являются событиями тройного деления ^{252}Cf , а события из области 2 – событиями упругого рассеяния фрагментов деления на легких ядрах. Для проверки этого предположения была исследована зависимость множественности нейтронов от кинетической энергии тройной частицы для каждой из компонент (рис. 5.27б). В области 2 $\bar{\nu}$ не зависит от E_3 и равно значению, наблюдавшемуся в бинарном делении (пунктирная линия на рисунке). В событиях из области 1, напротив, множественность нейтронов меньше, чем в бинарном делении, и наблюдаемое уменьшение $\bar{\nu}$ с ростом кинетической энергии тройной частицы качественно хорошо согласуется с поведением, обнаруженным ранее в других каналах тройного деления (см. рис. 5.13). В области малых энергий ($E_3 \lesssim 7$ МэВ) множественность нейтронов приближается к значению бинарного деления. Это можно объяснить вкладом от событий упругого рассеяния легкого фрагмента деления. При тщательном рассмотрении рис. 5.27а можно увидеть эти события, лежащие симметрично относительно 90° событиям из

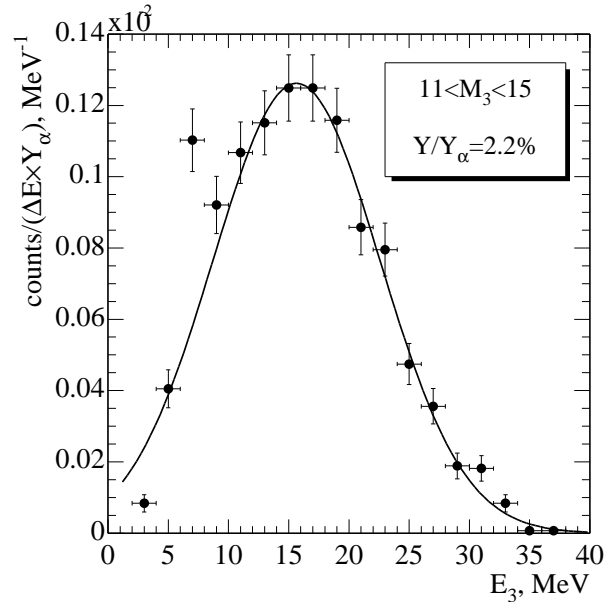


Рис. 5.28: Энергетическое распределение частиц тройного деления в событиях из области 1 на рис. 5.27а.

Энергетическое распределение фрагментов в событиях из области 1 приведено на рис. 5.28. Максимум распределения лежит в районе 16 МэВ, т.е. достаточно близко к значению, наблюдаемому для α -частиц и Ве-подобных ядер тройного деления. Повышенный выход в области $E_3 \lesssim 8$ МэВ связан с вкладом от обсуждавшихся выше событий упругого рассеяния. Энергетическое распределение в области энергий $E_3 > 10$ МэВ было аппроксимировано гауссианом (сплошная линия на рис. 5.28). Оцененный таким образом выход событий составил $\sim 2\%$ от выхода α -частиц тройного деления. Это значение превышает величину, цитируемую в литературе. Причина может быть связана с тем, что во всех предыдущих экспериментах был высокий порог регистрации таких фрагментов ($E \gtrsim 20$ МэВ), не позволявший корректно экстраполировать энергетический спектр в низкоэнергетическую область. Тем не менее, полученное нами столь высокое значение выхода является несколько неожиданным, поскольку оно превышает значение, наблюдаемое для более легких Ве-подобных ядер.

Угловое распределение тройных частиц в событиях из области 1 приведено на рис. 5.19 без поправки на конечную ширину детектора.

$$16 \leq M_3 \leq 30$$

Анализ событий, в которых регистрировался фрагмент с массой в диапазоне $16 \leq M_3 \leq 30$ проводился точно таким же образом, как было описано в предыдущем параграфе. Полученная оценка выхода таких фрагментов составила 0.7% от выхода α -частиц тройного деления.

массовое распределение фрагментов деления

Массовое распределение фрагментов деления в делении, сопровождаемом эмиссией фрагментов промежуточной массы, приведены на рис. 5.17d-f. С учетом оговорки, сделанной выше относительно существования возможных методических ошибок при восстановлении массы фрагментов деления, можно сделать вывод о том, что преобладающий вклад в формирование тройной частицы по-прежнему вносит легкий фрагмент деления. Интересно отметить тот факт, что при эмиссии наиболее массивных частиц тройного деления тяжелый фрагмент деления располагается в окрестности массового числа 140 и имеет относительно небольшую ширину (см. рис. 5.17f).

истинно тройное деление?

События, лежащие в окошке 1 на рис. 5.6 представляют особый интерес, поскольку именно в этой области могут находиться события истинно тройного деления, если они существуют. К сожалению, эта область сильно загрязнена событиями упругого рассеяния, поэтому выделение возможных событий истинно тройного деления не оказалось возможным. Средняя множественность нейтронов в этой области составляет 3.5 ± 0.1 , что несколько меньше, чем в бинарном делении, но, тем не менее, сделать какие-либо однозначные выводы о существовании среди этих событий истинно тройного деления не представляется возможным.

События, лежащие в области 2 на рис. 5.6, характеризуются высокой кинетической энергией всех фрагментов деления и высокой нейтронной множественностью $\bar{\nu} = 8.4$. Это позволяет сделать вывод о том, что такие события являются результатом случайного совпадения фрагментов от двух событий бинарного деления.

некоторые выводы

Некоторые характеристики тройных событий приведены в таблице 5.3. Число зарегистрированных событий дано во второй колонке. Для некоторых типов распадов в третьей колонке приведено число событий, полученное путем экстраполяции с помощью гауссиана в область энергий, недоступную в эксперименте. Средняя множественность нейтронов приведена в четвертой колонке. Интервал кинетических энергий, по которому определялась множественность нейтронов, указан в скобках. Средняя кинетическая энергия частиц, полученная фиттированием энергетических спектров гауссианом, приведена в пятой колонке. Выход тройных частиц по отношению к выходу α -частиц тройного деления приведен в последней колонке таблицы. Выход тритонов оказался несколько меньше, чем значение, цитируемое в литературе. Это можно объяснить ошибками, допущенными нами при экстраполяции в неизмеренную область энергий, а также ошибками при построении графического условия отбора тритонов. Если же просуммировать выходы всех изотопов H и отбросить низкоэнергетическую часть спектра протонов, обусловленную реакциями Si(n,p), то получится значение $Y/Y_\alpha = (9.5 \pm 0.5)\%$, которое хорошо согласуется со значением 9.3%, приводимым в работе [12].

Таблица 5.3: Некоторые характеристики событий трехкратных совпадений.

тройная частица	число событий	Экстаполиров.	\bar{v} (энергетический диапазон, МэВ)	\bar{E} МэВ	Y/Y_α %
p(+d+t)	3214		$3.43 \pm 0.03 (> 2)$		3.8
t	5240	5508	$2.90 \pm 0.02 (2 \div 12)$	7.8 ± 0.1	6.4*
α	85560		$3.11 \pm 0.01 (> 2)$	15.8 ± 0.1	100
$9 < M_3 < 11$		684	$2.9 \pm 0.1 (> 10)$	15 ± 2	0.8*
$11 < M_3 < 15$		1882	$2.5 \pm 0.1 (> 10)$	15.6 ± 0.2	2*
$15 < M_3 < 30$		590	$2.1 \pm 0.2 (> 20)$	25 ± 2	0.7*
$Ni_{el.sc.}$	62141		$3.81 \pm 0.01 (> 2)$		73

* использовалось экстраполированное число событий

Из таблицы 5.3 видно, что события упругого рассеяния имеют достаточно высокий выход по сравнению с выходом тройного деления. В рамках настоящего эксперимента выход таких событий составил более 70% от выхода α -частиц тройного деления. Это еще раз подчеркивает важность задачи дискриминации событий упругого рассеяния в экспериментах, направленных на

поиск редких распадов. Никелевая подложка является плохим выбором для эксперимента по поиску истинно тройного деления. В такого рода экспериментах следует использовать подложку из более легкого материала (например, из углерода или алунда). Однако, в этом случае может оказаться существенно загрязнена область фрагментов промежуточных масс.

В целом же можно сказать, что та постанова, в которой проводился эксперимент, оказалась очень эффективной для исследования характеристик редких распадов ядер. В рамках одного эксперимента оказалось возможным не только перекрыть широчайший диапазон масс тройных частиц, но и изучить различные кинематические корреляции фрагментов распада, эффективно дискриминировать события упругого рассеяния, а также измерить множественность нейтронов деления и энергию γ -квантов для различных каналов распада. Полученные результаты открывают новую перспективу для поиска редких событий распада и исследования их характеристик на установке NESSI.

5.4 четверное деление

Перейдем теперь к анализу событий, в которых в совпадении с фрагментами деления регистрировались две заряженные частицы. Корреляция между кинетическими энергиями этих частиц, измеренными в эксперименте, и их временами пролета, определенными по формуле (5.1), приведено на рис. 5.29. Для идентификации частиц использовались графические окошки, построенные ранее для идентификации частиц тройного деления (рис. 5.6b). Хорошо виден вклад, обусловленный упругим рассеянием фрагментов деления на ядрах Ni, а также на более легких ядрах (C или O). Наибольшее число событий четверного деления составляют α - α совпадения. Наряду с этим было зарегистрировано несколько событий α -t и α -p совпадений. Ниже будут проанализированы некоторые характеристики всех этих событий.

α - α совпадения

Всего было зарегистрировано 34 события α - α совпадений. Энергетический спектр α -частиц в таких событиях приведен на рис. 5.30 (символы) в сравнении с энергетическим спектром α -частиц тройного деления (пунктирная

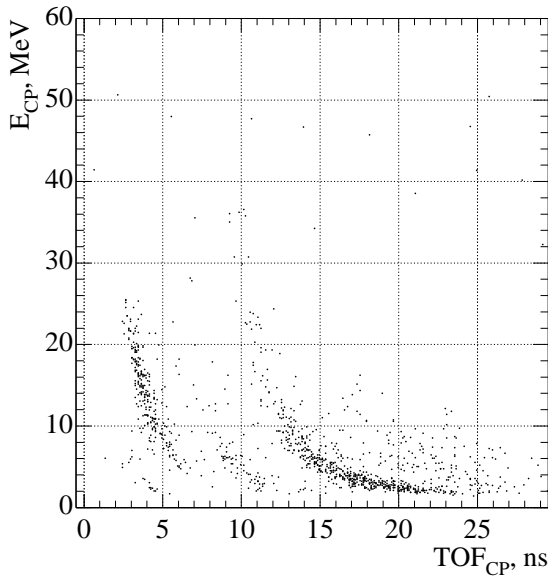


Рис. 5.29: Корреляция между кинетической энергией и временем пролета частиц в событиях четырехкратных совпадений, аналогичная приведенной на рис. 5.6а.

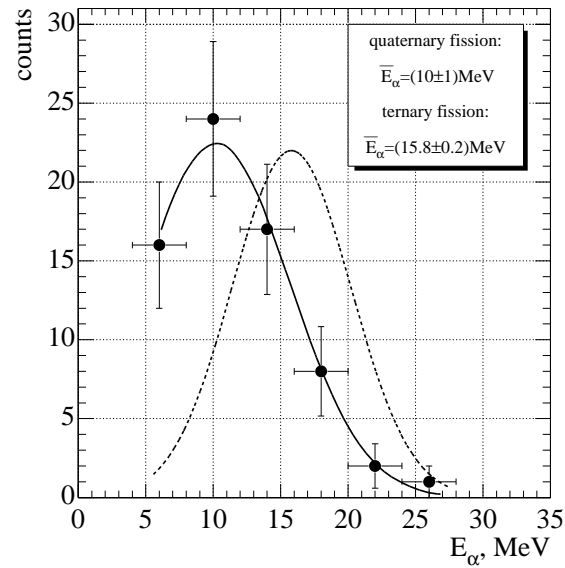


Рис. 5.30: Распределение α -частиц четверного деления в α - α совпадениях по кинетическим энергиям (символы). Пунктирная линия – энергетический спектр α -частиц тройного деления.

линия). Средняя кинетическая энергия α -частиц четверного деления оказывается немного меньше, чем в тройном делении. Эта особенность наблюдалась также в работе [64]. Угловое распределение α -частиц приведено на рис. 5.31 (символы) в сравнении с угловым распределением α -частиц тройного деления (пунктирная линия). Таким образом, α -частицы четверного деления также оказываются сфокусированными в направлении, перпендикулярном оси деления ядра подобно частицам тройного деления. На основании этого можно сделать вывод о том, что α -частицы в четверном делении также эмитируются из области шейки делящегося ядра.

Для изучения корреляции между α -частицами мы приводим на рис. 5.32 распределение углов $\phi_{\alpha-\alpha}$ между проекциями векторов скоростей α -частиц на плоскость, перпендикулярную вектору скорости легкого фрагмента деления. Такая система координат была выбрана для устранения эффекта одновременной фокусировки α частиц тяжелым фрагментом деления. Из рис. 5.32 видно, что для большинства событий угол $\phi_{\alpha-\alpha}$ оказывается меньше 80° , что свидетельствует о существовании корреляции между частицами, поскольку для некоррелированных частиц следовало бы ожидать рав-

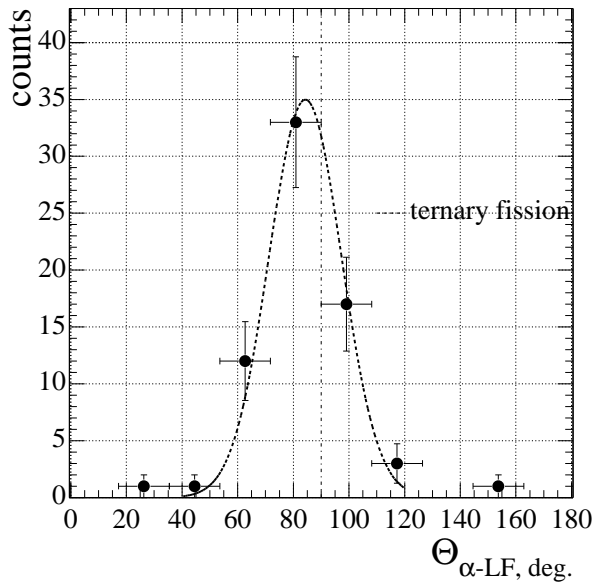


Рис. 5.31: Распределение углов между векторами скоростей α -частиц и легким фрагментом деления в четверном (символы) и тройном (пунктирная линия) делении.

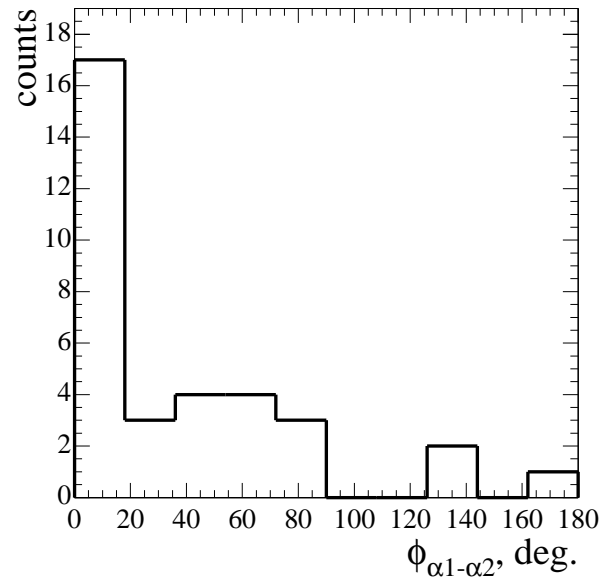


Рис. 5.32: Распределение углов между проекциями скоростей α -частиц четверного деления на плоскость, перпендикулярную скорости легкого фрагмента деления.

номерное распределение. Такие частицы могли бы образоваться, например, в результате распада образовавшегося в тройном делении ядра ${}^8\text{Be}$ на две α -частицы. В этом случае максимальный угол разлета α -частиц должен составлять $\Theta_{\text{max}} = 2 \arctan(\sqrt{Q/E_{\text{Be}}})$, где Q – энергия реакции ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, а E_{Be} – кинетическая энергия ядра ${}^8\text{Be}$. Предположим, например, что ядро ${}^8\text{Be}$ в момент распада из основного состояния ($Q = 94$ кэВ) обладало кинетической энергией $E_{\text{Be}} = 16$ МэВ. Тогда максимальный угол разлета α -частиц составит $\Theta_{\text{max}} \approx 8^\circ$. Вероятность регистрации таких частиц с учетом гранулярности BSiB составляет $\varepsilon \approx 0.3$. При распаде ${}^8\text{Be}$ из первого возбужденного состояния ($E^* = 2.9$ МэВ) этот угол составит $\Theta_{\text{max}} \approx 46^\circ$, а вероятность регистрации – $\varepsilon \approx 0.5$. Таким образом, наблюдаемые события могут быть обусловлены распадом ядра ${}^8\text{Be}$ на две α -частицы, однако три события, лежащие в области $\phi_{\alpha-\alpha} > 90^\circ$ могут оказаться некоррелированными и иметь иной механизм образования.

Другая важная характеристика распада, при помощи которой также можно попытаться установить существование корреляции между частицами – это скорость разлета частиц v_{rel} . Распределение событий по v_{rel} приведено на рис. 5.33. В этом распределении также можно выделить три области со-

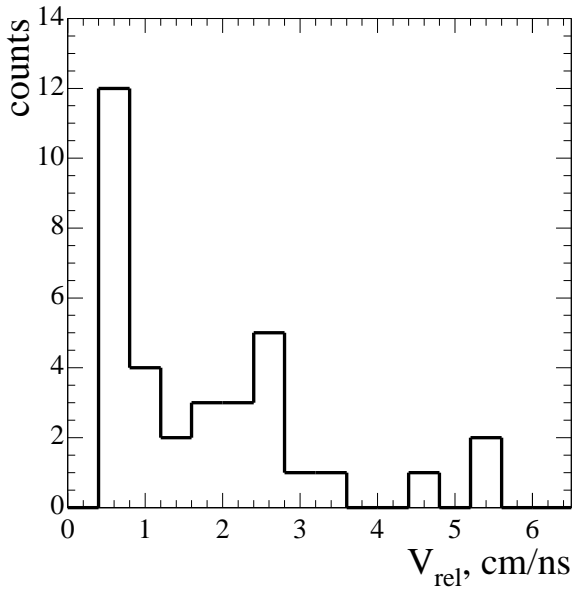


Рис. 5.33: Распределение относительных скоростей разлета α -частиц.

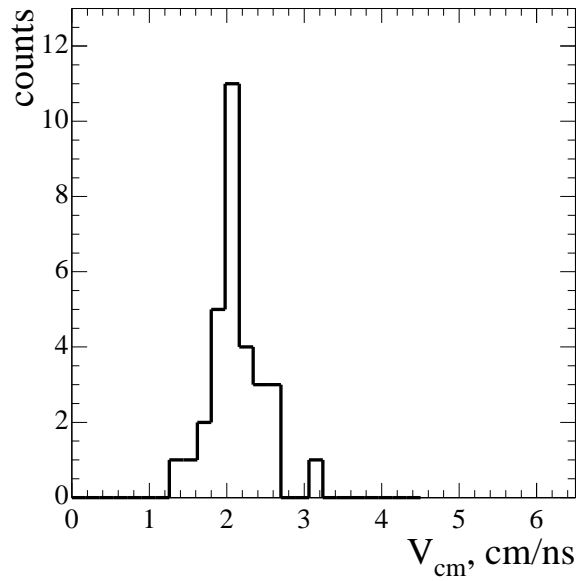


Рис. 5.34: Распределение скорости центра масс α -частиц.

бытий, сконцентрированных в районе 0.8, 2.5 и 5 см/нс. Первые две области соответствуют, по всей видимости, распаду ^8Be из основного и возбужденного состояний, соответственно. В случае распада ^8Be из основного состояния скорость разлета α -частиц должна составлять $v_{\text{rel}} \approx 0.3$ см/нс. Различие с экспериментальными данными можно объяснить тем, что вследствие конечных размеров детекторов мы приписываем α -частицам завышенные значения углов разлета (соответствующие центрам детекторов), что приводит к завышению относительных скоростей. События, сконцентрированные в окрестности $v_{\text{rel}} = 5$ см/нс не могут быть объяснены распадом ^8Be .

Для восстановления скорости источника α -частиц мы приводим на рис. 5.34 распределение скорости центра масс α -частиц. Это распределение имеет узкий максимум в районе $v_{\text{CM}} \approx 2.1$ см/нс. Предполагая, что ядро ^8Be движется с этой скоростью в момент распада, можно вычислить его кинетическую энергию: $E_{\text{Be}} = 18$ МэВ. Это значение близко к значению, наблюдавшемуся для Be-подобных ядер тройного деления (см. рис. 5.26). Небольшую разницу (~ 2 МэВ) также легко понять, поскольку естественно ожидать, что за счет кулоновского расталкивания ядро ^8Be приобретет большую кинетическую энергию, чем ядро ^{10}Be , имеющее такой же заряд, но большую массу.

Несмотря на маленькую статистику мы попытались проанализировать

Таблица 5.4: Некоторые характеристики α - α совпадений.

	V_{rel} см/нс	число событий	$\bar{\nu}$	\overline{TKE}_α , МэВ	Y/Y_{binary}
1	$0 \div 1.5$	18	3.0 ± 0.3	20 ± 1	1.5×10^{-6}
2	$1.5 \div 3.5$	13	2.3 ± 0.3	26 ± 2	0.6×10^{-6}
3	$4 \div 6$	3	1.2 ± 0.6	34 ± 5	0.1×10^{-6}

некоторые характеристики событий в трех диапазонах v_{rel} и результаты приведены в таблице 5.4. Прежде всего хочется отметить наличие антикорреляции между суммарной кинетической энергией α -частиц TKE_α и множественностью зарегистрированных нейтронов. Это свидетельствует о наличии генетической связи между наблюдаемыми α -частицами, поэтому гипотеза о случайном совпадении двух α -частиц может быть исключена. Интересно отметить и тот факт, что суммарная кинетическая энергия α -частиц при $4 < v_{\text{rel}} < 6$ см/нс близка к удвоенной кинетической энергии α -частиц тройного распада. Это позволяет предполагать, что механизм образования таких частиц такой же, как и механизм образования α -частиц тройного деления.

α -t совпадения

Всего было зарегистрировано 5 событий совпадения α -частиц и тритонов. Безусловно, делать какие-либо надежные выводы на основании столь маленькой статистики затруднительно, тем не менее, попытаемся проанализировать некоторые характеристики этих распадов. Распределение частиц по кинетическим энергиям приведено на рис. 5.35. Средняя энергия α -частиц близка к значению, наблюдавшемуся в случае α - α совпадений. Средняя энергия тритонов близка к средней энергии тритонов тройного деления. Из угловых распределений частиц (рис. 5.36) можно сделать вывод о том, что частицы сфокусированы в направлении, перпендикулярном оси деления. Распределение углов $\phi_{\alpha-t}$, аналогичное приведенному на рис. 5.32, изображено на рис. 5.37. Исходя из вида этого распределения можно ожидать, что частицы коррелированы.

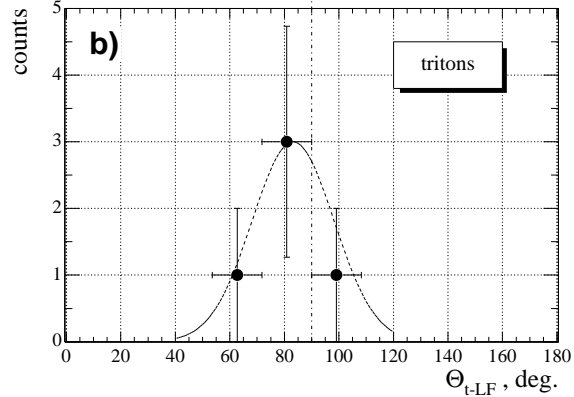
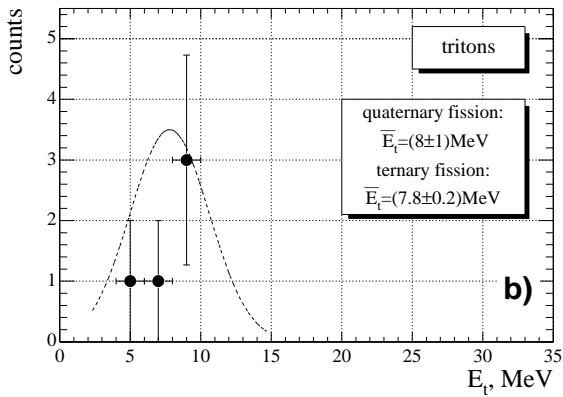
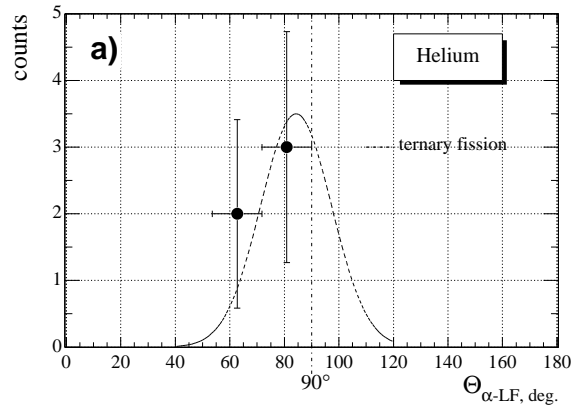
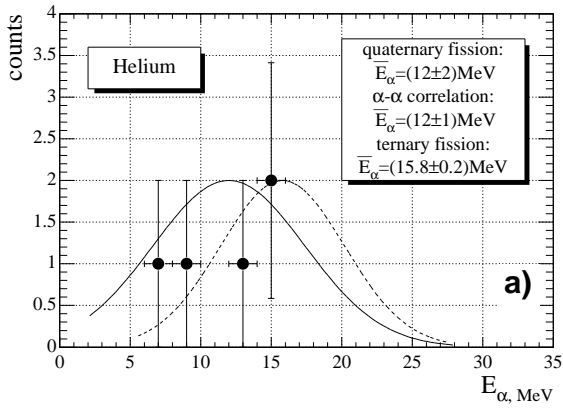
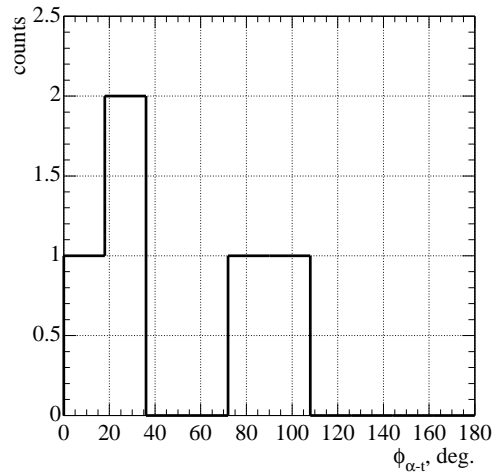


Рис. 5.35: Энергетические распределения α -частиц (a, ●) и тритонов (b, ●) четверного деления в α -t совпадениях. Сплошная линия – энергетическое распределение α -частиц в α - α совпадениях, пунктирные линии – энергетические распределения частиц тройного деления.

Рис. 5.36: Угловые распределения α -частиц (a, ●) и тритонов (b, ●) четверного деления в α -t совпадениях. Пунктирные линии – угловые распределения частиц тройного деления.

Рис. 5.37: Распределение углов между проекциями скоростей α -частиц и тритонов на плоскость, перпендикулярную скорости легкого фрагмента деления.



α -p совпадения

Было зарегистрировано 8 событий α -p совпадений. На рис. 5.38 изображены энергетические распределения частиц. Средняя энергия α -частиц близка к средней энергии α -частиц тройного деления. В спектре протонов присутствует лишь низкоэнергетическая компонента. α -частицы оказываются сфо-

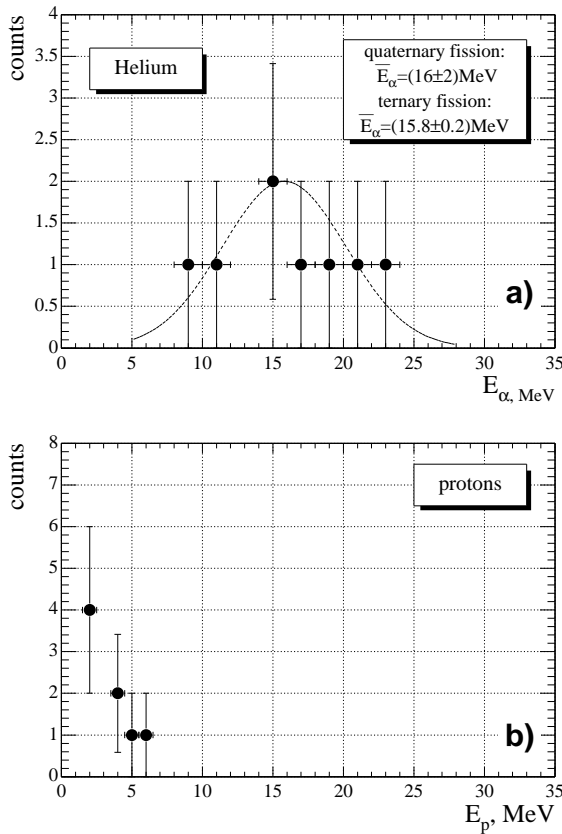


Рис. 5.38: Энергетические распределения α -частиц (a, ●) и протонов (b, ●) четверного деления в α -p совпадениях. Пунктирная линия – энергетическое распределение α -частиц тройного деления.

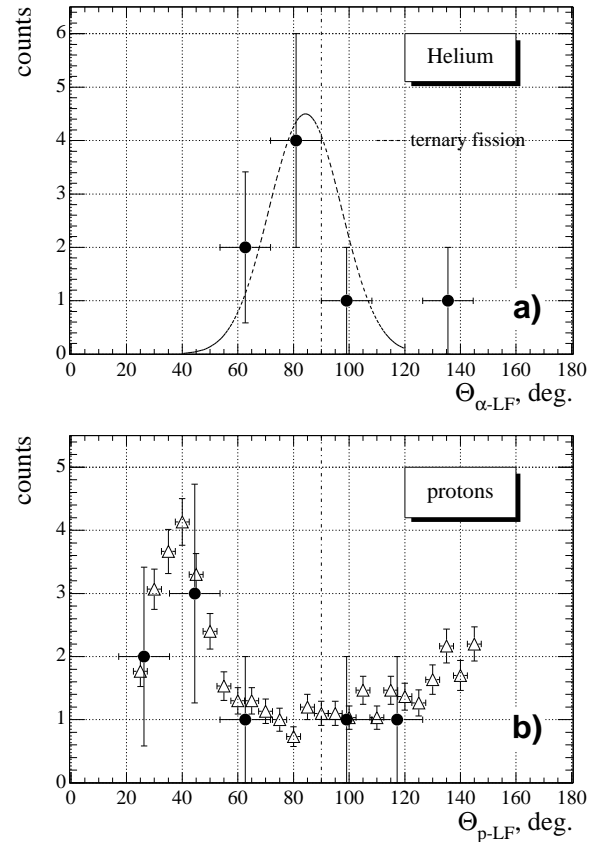
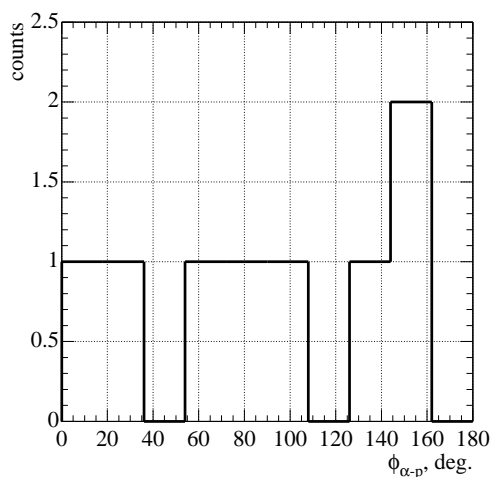


Рис. 5.39: Угловые распределения α -частиц (a, ●) и протонов (b, ●) четверного деления в α -p совпадениях. Пунктирная линия – угловое распределение α -частиц тройного деления; открытые треугольники – угловое распределение протонов в тройном делении.

кусированными в направлении, перпендикулярном оси деления (рис. 5.39a), тогда как угловое распределение протонов (рис. 5.39b) близко к угловому распределению протонов тройного деления, в котором такой фокусировки не наблюдалось. Распределение углов $\phi_{\alpha-p}$ (рис. 5.40) позволяет предполагать отсутствие каких-либо кинематических корреляций между частицами. Таким

Рис. 5.40: Распределение углов между проекциями скоростей α -частиц и протонов на плоскость, перпендикулярную скорости легкого фрагмента деления.



образом, наблюдаемые характеристики событий α -р совпадений дают основание полагать, что эти события связаны с регистрацией α -частицы тройного деления и протона, испущенного из осколков деления, либо образовавшегося в результате $\text{Si}(n,p)$ реакций, индуцированных нейтронами деления.

вероятности распадов

Эффективности регистрации событий четверного деления определялись при помощи моделирования методом Монте-Карло. В зависимости от сделанных предположений относительно кинематических характеристик продуктов распада и корреляций между ними эффективность регистрации составила $\varepsilon \approx 0.5 \div 0.6$. Выходы событий по отношению к бинарному делению, приведенные в таблице 5.5, были получены с использованием эффективности регистрации $\varepsilon = 0.55$. Выходы компонент 1 и 2 в таблице 5.4, предположительно связанных с распадом ядра ${}^8\text{Be}$ из основного и возбужденного состояний, оценивались с использованием $\varepsilon = 0.3$ и $\varepsilon = 0.5$, соответственно.

Таблица 5.5: Некоторые характеристики событий четверного деления ядра ${}^{252}\text{Cf}$.

	число событий	$\bar{\nu}$	\bar{E} , МэВ	N/N_{binary}
α - α	34	2.4 ± 0.2	10 ± 1	$(1.5 \pm 0.4) \times 10^{-6}$
α - p	8	2.8 ± 0.5	$16 \pm 2 \quad 3 \pm 1$	$(0.4 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
α - t	5	3.5 ± 0.6	$12 \pm 2 \quad 8 \pm 1$	$(0.2 \pm 0.1) \times 10^{-6}$

Заключение

Настоящая диссертационная работа посвящена изучению характеристик многотельных распадов тяжелых ядер с целью получения информации о механизмах распадов в двух предельных случаях: в спонтанном делении и в реакциях с участием тяжелых ионов при промежуточных энергиях ($^{14}\text{N}(53\text{АМэВ})+^{197}\text{Au}$, $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ})+^{232}\text{Th}$ и $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ})+^{248}\text{Cm}$). В ходе выполнения работы были решены следующие основные задачи и получены следующие основные результаты:

1. Создан специализированный программный комплекс для обработки многопараметрических экспериментальных данных, получаемых с помощью 4π спектрометра ФОБОС.
2. Развита методика “внутренней” энергетической и временной калибровки газонаполненных детекторов спектрометра ФОБОС, позволяющая определять калибровочные коэффициенты непосредственно по массиву анализируемых экспериментальных данных без специальных калибровочных измерений.
3. Получены экспериментальные свидетельства того, что наиболее вероятным механизмом образования трех сравнимых по массе тяжелых фрагментов в выходных каналах реакций $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ})+^{197}\text{Au}$, $^{14}\text{N}(53\text{АМэВ})+^{232}\text{Th}$ и $^{40}\text{Ar}(36\text{АМэВ})+^{248}\text{Cm}$ является распад составной системы из коллинеарной предразрывной конфигурации.
4. Разработан оригинальный метод идентификации легких частиц тройного и четверного спонтанного деления на основе кинетических энергий и относительных времен пролета продуктов деления.
5. Получено методически независимое подтверждение изученных ранее характеристик тройного деления ядра ^{252}Cf (энергетических и угловых рас-

пределений легких частиц, средней множественности нейтронов, зависимости средней множественности нейтронов и средней энергии мгновенных γ -квантов от кинетической энергии легкой частицы).

6. Получены экспериментальные данные о характеристиках тройного деления ядра ^{252}Cf в области низких кинетических энергий легкой частицы ($E/A \lesssim 3$ МэВ/нуклон).
7. Получены экспериментальные значения выходов четверного деления ядра ^{252}Cf .
8. Сделан вывод о том, что α -частицы в четверном делении ядра ^{252}Cf образуются как вследствие распада ядра ^8Be , так и в результате независимой эмиссии частиц.

Приложение А

Приложение

А.1 Геометрия спектрометра ФОБОС

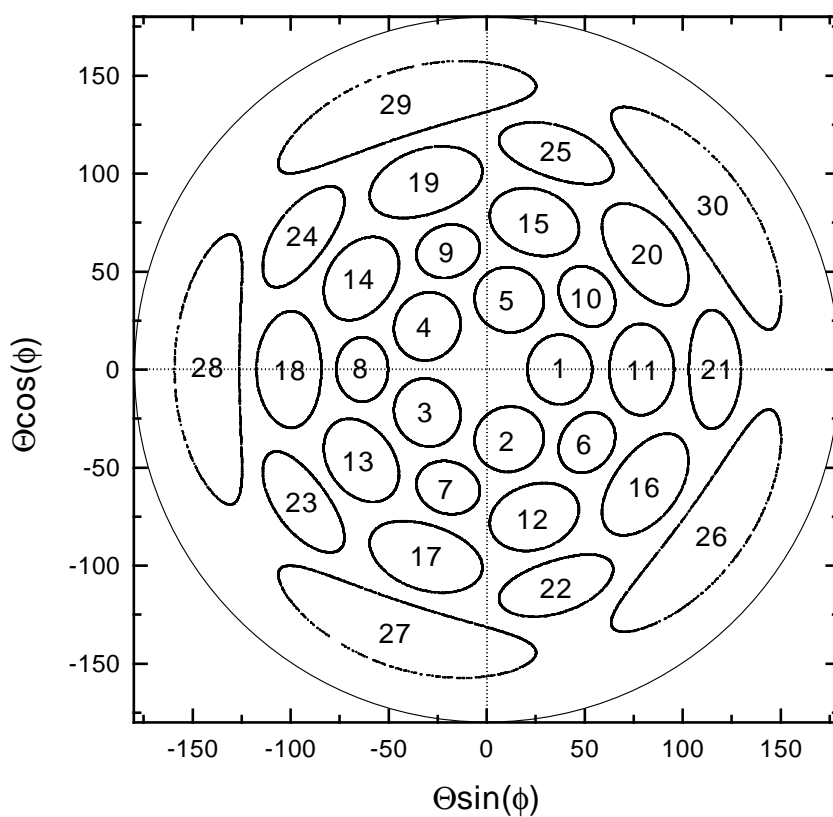


Рис. А.1: Схема расположения детекторных модулей спектрометра ФОБОС в координатах $(\Theta \cdot \cos(\phi), \Theta \cdot \sin(\phi))$.

Таблица А.1: Геометрические характеристики газонаполненной оболочки спектрометра ФОБОС: R – времяпролетная база (расстояние от центра камеры рассеяния до центра анода ПЧЛС); r – внутренний радиус входного окна; Θ, ϕ – полярный (отсчитывается от оси пучка) и азимутальный углы положения модуля.

№г.	Θ , град.	ϕ , град.	R , см.	r , см.
1	37.377	90.0	59.2	17.9
2	37.377	162.0	59.2	17.9
3	37.377	234.0	59.2	17.9
4	37.377	306.0	59.2	17.9
5	37.377	18.0	59.2	17.9
6*	63.435	126.0	55.66	13.4
7*	63.435	198.0	55.66	13.4
8*	63.435	270.0	55.66	13.4
9*	63.435	342.0	55.66	13.4
10*	63.435	54.0	55.66	13.4
11	79.187	90.0	59.2	17.9
12	79.187	162.0	59.2	17.9
13	79.187	234.0	59.2	17.9
14	79.187	306.0	59.2	17.9
15	79.187	18.0	59.2	17.9
16	100.813	126.0	59.2	17.9
17	100.813	198.0	59.2	17.9
18	100.813	270.0	59.2	17.9
19	100.813	342.0	59.2	17.9
20	100.813	54.0	59.2	17.9
21*	116.565	90.0	55.66	13.4
22*	116.565	162.0	55.66	13.4
23*	116.565	234.0	55.66	13.4
24*	116.565	306.0	55.66	13.4
25*	116.565	18.0	55.66	13.4
26	142.623	126.0	59.2	17.9
27	142.623	198.0	59.2	17.9
28	142.623	270.0	59.2	17.9
29	142.623	342.0	59.2	17.9
30	142.623	54.0	59.2	17.9

* – маленький модуль

А.2 Калибровочные коэффициенты

Таблица А.2: Калибровочные коэффициенты для эксперимента "MARCH'97":

$$E(\text{МэВ}) = k_E \cdot e(\text{кан.}),$$

$$Z(\text{з.э.}) = (z(\text{кан.}) - Z_0) \cdot k_Z,$$

$$X(\text{см}) = (x(\text{кан.}) - X_0) \cdot k_x, Y(\text{см}) = (y(\text{кан.}) - Y_0) \cdot k_y$$

№г.	k_E	Z_0	k_Z	X_0	k_x	Y_0	k_y	t_0	k_t
1	0.05624	-11.215	0.0745	600.4	-0.03284	670.6	0.02764	1642.83	-0.20407
2	0.05996	-11.675	0.0780	826.6	-0.02459	807.7	0.02427	1712.67	-0.19792
3	0.05117	-13.254	0.0669	817.1	-0.02323	616.7	0.03158	1672.63	-0.19978
4	0.05593	-12.018	0.0723	810.7	-0.02603	751.1	0.02536	1684.95	-0.20193
5	0.05770	-11.319	0.0756	721.3	-0.02705	685.3	0.02860	1697.26	-0.19866
6	0.04864	-13.702	0.0632	478.6	-0.03196	465.0	-0.03259	1669.39	-0.20231
7	-	-	-	-	-	-	-	-	-
8	-	-	-	-	-	-	-	-	-
9	0.05213	-14.396	0.0656	256.6	-0.04950	265.1	-0.04919	1215.82	-0.26905
10	0.05158	-12.488	0.0671	520.7	-0.02913	456.8	-0.03394	1730.20	-0.19869
11	-	-	-	-	-	-	-	-	-
12	0.04072	-17.018	0.0521	695.6	-0.02636	680.7	0.02835	1654.83	-0.20191
13	0.03906	-18.181	0.0503	798.0	-0.02386	687.0	0.02722	1667.94	-0.20172
14	-	-	-	-	-	-	-	-	-
15	0.03757	-18.683	0.0480	595.4	-0.02895	573.4	0.03060	1634.69	-0.19942
16	0.03097	-20.756	0.0396	653.2	0.02754	529.9	-0.03332	1611.39	-0.20237
17	0.03156	-22.216	0.0411	629.9	0.02754	614.9	-0.02855	1640.69	-0.19806
18	0.02893	-24.430	0.0372	709.8	0.02676	678.1	-0.02787	1672.56	-0.20171
19	0.03025	-22.903	0.0385	643.8	0.03061	617.7	-0.03141	1655.36	-0.20252
20	0.02931	-22.715	0.0398	593.9	0.03085	651.2	-0.02912	1665.34	-0.20183
21	-	-	-	-	-	-	-	-	-
22	0.02987	-25.272	0.0366	455.2	0.03374	415.8	0.03780	1714.58	-0.19861
23	0.02980	-26.055	0.0367	401.5	0.03780	406.2	0.03705	1698.56	-0.19911
24	0.02811	-25.639	0.0351	697.3	0.02242	660.8	0.02422	1717.56	-0.20115
25	0.02884	-23.775	0.0367	668.2	0.03508	691.4	0.03319	1598.55	-0.20375
26	0.02458	-25.893	0.0324	643.4	0.03070	647.2	-0.03070	1690.17	-0.20049
27	0.02645	-26.166	0.0340	644.4	0.03008	577.1	-0.03358	1677.17	-0.20128
28	-	-	-	-	-	-	-	-	-
29	0.02685	-26.541	0.0335	497.4	0.03640	503.7	-0.03640	1221.47	-0.27039
30	0.02693	-24.209	0.0354	643.8	0.02985	632.6	-0.03120	1689.76	-0.19954

A.3 Детектор передних углов ARGUS

Таблица A.3: Геометрия детектора передних углов ARGUS:

Θ – средний полярный угол по отношению к оси пучка; азимутальный угол ϕ_i i -того детектора (в градусах) вычисляется по формуле:

$$\phi_i = \frac{i - 1}{16} \cdot 360,$$

где i – порядковый номер детектора в кольце.

номер детекторного кольца	количество детекторов	Θ
1	12	5°
2	16	8°
3	16	10.5°
4	16	14°
5	16	18.5°
6	16	23.5°

А.4 Кинематические соотношения

В этом разделе представлены соотношения, которые использовались для построения кинематических корреляций мишенеподобного и снарядоподобного фрагментов. Записывая законы сохранения импульса и энергии для ядерной реакции, схематично изображенной на рис. А.2, получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} p_0 = p_1 \cos \Theta_1 + p_2 \cos \Theta_2 \\ p_1 \sin \Theta_1 = p_2 \sin \Theta_2 \\ \frac{p_0^2}{m_0} = \frac{p_1^2}{m_1} + \frac{p_2^2}{m_2} + 2k\Delta E \end{cases}, \quad (\text{A.1})$$

где k – коэффициент, связывающий энергию в единицах [МэВ] и импульс в единицах [ГэВ/с]; $\Delta E = E_{\text{dis}} + Q_r$, где E_{dis} – диссипированная энергия. Решая эту систему относительно p_2 приходим к квадратному уравнению:

$$\begin{aligned} & p_2^4 \left[\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right]^2 - \\ & 2p_0^2 p_2^2 \left[\frac{2 \cos^2 \Theta_1}{m_1^2} + \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \left(\frac{1}{m_0} + \frac{1 - 2 \cos^2 \Theta_1}{m_1} - \frac{2k\Delta E}{p_0^2} \right) \right] + \\ & p_0^4 \left[\left(\frac{1}{m_0} + \frac{1 - 2 \cos^2 \Theta_1}{m_1} - \frac{2k\Delta E}{p_0^2} \right)^2 + \frac{4 \cos^2 \Theta_1 \sin^2 \Theta_1}{m_1^2} \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

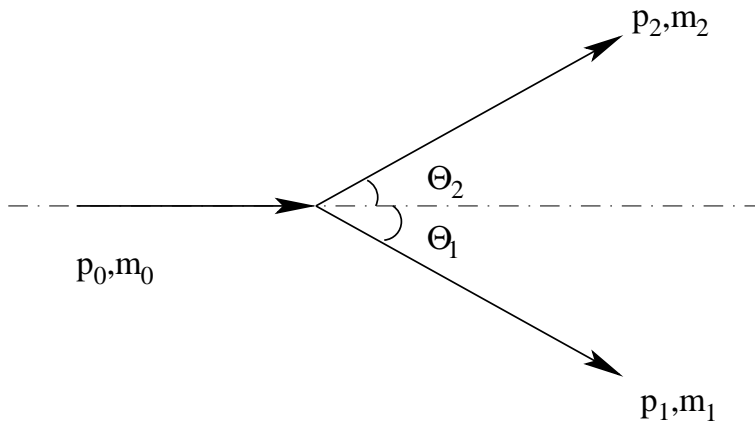


Рис. А.2: Диаграмма импульсов в реакции взаимодействия иона с ядром-мишенью: p_i – импульсы ядер, m_i – массы ядер, Θ_i – углы вылета фрагментов по отношению к оси пучка.

Литература

- [1] Hahn O., Strassmann F. Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle // Naturwiss. – 1939. – v. 27. – p. 11–13.
- [2] Muga M.L. Ternary fission of ^{235}U induced by thermal neutrons // Phys. Rev. Lett. – 1963. – v. 11. – p. 129–131.
- [3] Muga M.L., Rice C.R., Sedlacek W.A. Ternary fission of heavy nuclei // Phys. Rev. Lett. – 1967. – v. 18. – p. 404–508.
- [4] Diehl H., Greiner W. Ternary fission in the liquid drop model // Phys. Lett. B. – 1973. – v. 45, N 1. – p. 35–37.
- [5] Diehl H., Greiner W. Theory of ternary fission in the liquid drop model // Nucl. Phys. A. – 1974. – v. 229. – p. 29–46.
- [6] Schall P., Heeg P., Mutterer M., Theobald J.P. On symmetric tripartition in the spontaneous fission of ^{252}Cf // Phys. Lett. B. – 1987. – v. 191, N 4. – p. 339–342.
- [7] Карамян С. А., Кузнецов И. В., Оганесян Ю. Ц., Пенионжкевич Ю. Э. Деление ядер тяжелыми ионами на три осколка // Яд. Физ. – 1967. – Т. 5, N 5. – с. 959–965.
- [8] Струтинский В. М., Коломиец В. М. // Материалы 8-й Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра. – Л: Наука. – 1973. – Т. 2. – с. 483.
- [9] Strutinsky V. M. // Nucl. Phys. – 1966. – v. 95. – p. 420–426.
- [10] Ortlepp H.-G., Wagner W., Herbach C.-M., Aleksandrov A.A., Aleksandrova I.A., Andrassy M., Budzanowski A., Czech B., Danziger M., Dietterle L., Doronin V.N., Dshemuchadse S., Fomichev A.S., Fromm W.D.,

Gebhardt M., Gippner P., Heidel K., Heinitz Sh., Homeyer H., Ivanovsky S.A., Kamanin D.V., Kolesov I.V., Matthies A., May D., Merzlyakov S.I., von Oertzen W., Oganessian Yu.Ts., Pausch G., Penionzhkevich Yu.E., Pyatkov Yu.V., Radnev S.V., Renz G., Rubinskaya L.A., Sandrev I.D., Schilling K.D., Seidel W., Shishkin D.I., Sirotin A.P., Sodan H., Strekalovsky O.V., Tishchenko V.G., Trofimov V.V., Tsurin I.P., Umlauf C., Vakатов D.V., Vasko V.M., Vitenko V.A., Will E., Wilpert M., Yanez R., Zhuchko V.E., Ziem P., Zrodowski L. The 4pi-fragment-spectrometer FOBOS // Nucl. Instr. Meth. A. – 1998. – v. 403. – p. 65–97.

- [11] as reported by G. Farwell L.W. Alvarez, Segrè E., Wiegand C. Long range alpha-particles emitted in connection with fission. Preliminary report // Phys. Rev. – 1947. – v. 71, N 6. – p. 327–330.
- [12] Wagemans Cyriel. The nuclear fission process // Boca Raton: CRC Press. – 1991.
- [13] Fomichev A.S., David I., Ivanov M.P., Sobolev Yu.G. Investigation of quaternary fission of ^{248}Cm and ^{252}Cf using two CsI(Tl) counters // Nucl. Instr. Meth. A. – 1997. – v. 384. – p. 519–521.
- [14] Present R.D. Possibility of ternary fission // Phys. Rev. – 1941. – v. 59. – p. 466.
- [15] Swiatecki W. J. Proc. of Second UN Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy // – Pergamon, New York, 1960, 15, P/651, Genf 1958. – 1958. – p. 248.
- [16] Hilscher D., Rossner H. Dynamics of nuclear fission // Ann. Phys. Fr. – 1992. – v. 17. – p. 471–552.
- [17] San-Tsiang Tsien, Zah-Wei Ho, Chastel R., Vigneron L. // Nature. – 1947. – v. 159. – p. 773.
- [18] Rosen Louis, Hudson Alvin M. Symmetrical tripartition of ^{235}U by thermal neutrons // Phys. Rev. – 1950. – v. 78, N 5. – p. 533–538.
- [19] Muga M. L., Rice C. R., Sedlacek W. A. Ternary fission of Uranium-236* and -234 // Phys. Rev. – 1967. – v. 161. – p. 1266–1283.

- [20] Muga M.L., Rice C.R. Ternary fission of ^{240}Pu and ^{242}Pu // Proc. of 2nd IAEA Symp. on the Physics and Chemistry of Fission. – Vienna, 28 July – 1 August 1969: IAEA-SM-211/99. – 1969. – p. 107.
- [21] Steinberg E. P., Wilkins B. D., Kaufman S. B., Fluss M. J. Alternative evaluation of ternary-fission data // Phys. Rev. C. – 1970. – v. 1. – p. 2046–2050.
- [22] Roy J. C. // Can. J. Phys. – 1961. – v. 39. – p. 315.
- [23] Stoenner R. W., Hillman M. Search for radiochemical evidence for ternary fission of ^{235}U by thermal neutrons // Phys. Rev. – 1966. – v. 142, N 3. – p. 716–719.
- [24] Kugler G., Clarke W. B. Mass-spectrometric search for neon and argon isotopes in ternary fission of ^{235}U // Phys. Rev. C. – 1971. – v. 3, N 2. – p. 849–853.
- [25] Iyer R. H., Cobble J. W. Evidence of ternary fission at lower energies // Phys. Rev. Lett. – 1966. – v. 17, N 10. – p. 541–545.
- [26] Iyer R. H., Cobble J. W. Ternary fission of ^{238}U induced by intermediate-energy helium ions // Phys. Rev. – 1968. – v. 172. – p. 1186–1193.
- [27] MacMurdo K. W., Cobble J. W. Binary and ternary fission of ^{238}U induced by intermediate-energy ^3He ions // Phys. Rev. – 1969. – v. 182, N 4. – p. 1303–1307.
- [28] Rajagopalan M., Thomas T. D. Emission of alpha particles in the fission of ^{238}U by 16- and 42-MeV protons // Phys. Rev. C. – 1972. – v. 5, N 4. – p. 1402–1409.
- [29] Serber R. Nuclear reactions at high energies // Phys. Rev. – 1947. – v. 72. – p. 1114–1115.
- [30] Hudis J., Katcoff S. High-energy-proton fission cross sections of U, Bi, Au, and Ag measured with mica track detectors // Phys. Rev. – 1969. – v. 180. – p. 1122.

- [31] Rahimi F., Gheysari D., Remy G., Tripier J., Ralarosy J., Stein R., Debeauvais M. Fission of U, Th, Bi, Pb, and Au induced by 2.1-GeV 2H ions // *Phys. Rev. C.* – 1973. – v. 8. – p. 1500–1503.
- [32] Remy G., Ralarosy J., Stein R., Debeauvais M., Tripier J. Heavy fragment emission in high energy reactions on heavy nuclei // *J. Phys.* – 1970. – v. 31, N 1. – p. 27–34.
- [33] Rémy G., Ralarosy J., Stein R., Debeauvais M., Tripier J. Cross sections for binary and ternary fission induced by high-energy protons in uranium and lead // *Nucl. Phys. A.* – 1971. – v. 163, N 2. – p. 583–591.
- [34] Ž. Todorović , Antanasijević R., Jurić M. The cross sections for the binary and ternary fission of thorium induced by 14, 18 and 23 GeV protons // *Z. Phys.* – 1974. – v. 266, N 1. – p. 29–31.
- [35] Brandt R., Carbonara F., Cieslak E., Dakowski M., Gfeller Ch., Piekarcz H., Piekarcz J., Riezler W., Rinzivillo R., Sassi E., Sowinski M., Zakrzewski J. Studies of high-energy nuclear fission by means of mica detectors // *Nucl. Phys. A.* – 1967. – v. 90. – p. 177–185.
- [36] Brandt R., Carbonara F., Cieslak E., Jarstorff I., Piekarcz J., Rinzivillo R., Zakrzewski J. Ternary fission of uranium nuclei induced by high-energy protons // *J. Phys.* – 1970. – v. 31, N 1. – p. 21–26.
- [37] Debeauvais M., Stein R., Ralarosy J., Cüer P. Spallation and fission fragments of heavy nuclei induced by 18 GeV protons registered by means of solid plastic detectors // *Nucl. Phys. A.* – 1967. – v. 90. – p. 186–198.
- [38] Debeauvais M., Tripier J., Jokic S., Todorovic Z., Antanasijevic R. Fission of U, Th, Bi, Pb, and Au induced by 200 and 300 GeV protons // *Phys. Rev. C.* – 1981. – v. 23, N 4. – p. 1624–1628.
- [39] Khan H. A., Khan N. A. Fission and spallation induced by 7-GeV protons on U, Bi, Pb, Au, W, Ho, and Ag. // *Phys. Rev. C.* – 1984. – v. 29, N 6. – p. 2199–2205.
- [40] de Carvalho H. G., Schechter H. On ternary fission induced by high-energy protons // *Nuovo Cim. A.* – 1973. – v. 16, N 1. – p. 102–110.

- [41] Hudis J., Katcoff S. Interaction of 0.6-300 GeV protons with U, Bi, Au, and Ag; mica track detector study // Phys. Rev. C. – 1976. – v. 13. – p. 1961–1965.
- [42] Ž. Todorović Fission of U and Pb induced by 4.4, 6.3 and 8.3 GeV deuterons // Nuovo Cim. A. – 1986. – v. 96, N 4. – p. 316–322.
- [43] Ž. Todorović, Antanasijević R. The cross-sections for the binary and ternary fission of uranium and thorium induced by 0.65, 1.74 and 4.11 GeV alpha-particles // Nuovo Cim. A. – 1976. – v. 34. – p. 515–520.
- [44] Ž. Todorović, Antanasijević R. The cross-section for the binary and ternary fission of uranium and lead induced by 5.1, 8.8 and 12.7 GeV alpha-particles // Nuovo Cim. A. – 1983. – v. 74, N 3. – p. 341–346.
- [45] Husain L., Katcoff S. Antiproton- and pion-induced fission at 2.5 GeV/c // Phys. Rev. C. – 1971. – v. 4, N 1. – p. 263–267.
- [46] Katcoff S., Hudis J. Fission of U, Bi, Au, and Ag induced by 29-GeV ^{14}N ions // Phys. Rev. Lett. – 1972. – v. 28, N 16. – p. 1066–1068.
- [47] Katcoff S., Hudis J. Interaction of 2.0-, 3.9-, and 29-GeV ^{14}N ions with U, Bi, Au, and Ag: Track detector study // Phys. Rev. C. – 1976. – v. 14, N 2. – p. 628–634.
- [48] Price P. B., Fleischer R. L., Walker R. M., Hubbard E. L. // Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Asimolar, California. – University of California Press, Berkley, California, 1963. – 1963. – p. 332.
- [49] Fleischer R. L., Price P. B., Walker R. M., Hubbard E. L. Ternary fission of heavy compound nuclei in thorite track detectors // Phys. Rev. – 1966. – v. 143, N 3. – p. 943–946.
- [50] Pereygin V. P., Shadieva N. H., Tretyakova S. P., Boos A. H., Brandt R. Ternary fission produced in Au, Bi, Th and U with Ar ions // Nucl. Phys. A. – 1969. – v. 127. – p. 577–585.
- [51] Музычка Ю. А., Оганесян Ю. Ц., Пустыльник Б. И., Флеров Г. Н. О механизме деления ядер на три осколка в реакциях с тяжелыми ионами // Яд. Физ. – 1967. – Т. 6, N 2. – с. 306–310.

- [52] Bizard G., Bougault R., Brou R., Colin J., Durand D., Genoux-Lubain A., Laville J. L., Brun C. Le, Lecolley J. F., Louvel M., Péter J., Steckmeyer J. C., Tamain B., Badala A., Motobayashi T., Rudolf G., Stuttgé L. From binary fission to multifragmentation in the decay of heavy excited nuclei // *Phys. Lett. B.* – 1993. – v. 302. – p. 162–166.
- [53] Bizard G., Durand D., Genoux-Lubain A., Louvel M., Bougault R., Brou R., Doubre H., El-Masri Y., Fugiwara H., Hagel K., Hajfani A., Hanappe F., Jeong S., Jin G. M., Kato S., Laville J. L., Brun C. Le, Lecolley J. F., Lee S., Matsuse T., Motobayashi T., Patry J. P., Péghaire A., Péter J., Prot N., Regimbart R., Saint-Laurent F., Steckmeyer J. C., Tamain B. Three fragment sequential decay of heavy nuclei around 3 MeV/u excitation energy. // *Phys. Lett. B.* – 1992. – v. 276. – p. 413–417.
- [54] Bougault R., Colin J., Delaunay F., Genoux-Lubain A., Hajfani A., Brun C. Le, Lecolley J. F., Louvel M., Steckmeyer J. C. Time-scale analysis of events with three heavy fragments in the $^{22}\text{Ne}+\text{Au}$ collisions at 60 MeV/u // *Phys. Lett. B.* – 1989. – v. 232, N 3. – p. 291–295.
- [55] Strutinsky V. M., Lyashchenko N. Ya., Popov N. A. Symmetrical shapes of equilibrium for a liquid drop model. // *Nucl. Phys.* – 1963. – v. 46. – p. 639–659.
- [56] Royer G., Haddad F., Mignen J. On nuclear ternary fission // *J. Phys. G.* – 1992. – v. 18, N 12. – p. 2015–2026.
- [57] Halpern I. Three fragment fission // *Annu. Rev. Nucl. Sci.* – 1971. – v. 21. – p. 245.
- [58] Theobald J. P., Heeg P., Mutterer M. Low-energy ternary fission // *Nucl. Phys. A.* – 1989. – v. 502. – p. 342c–362c.
- [59] Köster U., Faust H., Fioni G., Friedrichs T., GroßM., Oberstedt S. Ternary fission yield of $^{241}\text{Pu}(n_{th},f)$ // *Nucl. Phys. A.* – 1999. – v. 652. – p. 371–387.
- [60] Mutterer M., Singer P., Kopach Yu., Klemens M., Hotzel A., Schwalm D., Thirolf P., Hesse M. Recent results on the energetics of the ternary fission process // *Proc. of 3-rd Int. Conf., Častá-Papernička, Slovak Republic.* – 1996. – p. 250–261.

- [61] K. Goward F., W. Titterton E., J. Wilkins J. Photofission of uranium with possible emission of a beryllium nucleus // *Nature*. – 1949. – v. 164. – p. 661.
- [62] Titterton E. W. Probable emission of a beryllium-8 nucleus in the fast neutron fission of thorium-232 // *Phys. Rev.* – 1951. – v. 83. – p. 1076–1077.
- [63] Kapoor S. S., Choudhury R. K., Kataria S. K., Murthy S. R. S., Ramamurthy V. S. Evidence for the simultaneous emission of two light charged particles in thermal neutron fission of ^{235}U // *Proc. of the Nucl. Phys. and Solid State Phys. Symp.* – Chandigarh, India, 28 Dec. 1972 – 1 Jan. 1973. – 1973. – v. 15B. – p. 107–113.
- [64] Kataria S.K., Nardi E., Thompson S.G. Simultaneous emission of two light-charged particles in spontaneous fission of ^{252}Cf // *Physics and chemistry of fission.* – Vienna: International Atomic Energy Agency. – 1973. – v. 2. – p. 389–401.
- [65] Feather N. Simultaneous emission of two light charged particles in fission // *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh. Section A, Mathematical and Physical Sciences.* – 1974. – v. 71. – p. 323–331.
- [66] Kataria S.K. Scission configuration in quaternary fission // *Pramāna.* – 1976. – v. 7, N 2. – p. 126–137.
- [67] Kamanin D. Probing the time scale of asymmetric fission // *Ph.D. thesis.* Forschungszentrum Rossendorf. – 1999.
- [68] Seidel W., Ortlepp H. G., Stary F., Sodan H. // *Nucl. Instr. and Meth. A.* – 1988. – v. 273. – p. 536.
- [69] Grun C. R., Bimini M., Legrain R., Loveman R., Pang W., Roach M., Scott D. K., Shotter A., Symons T. J., Wouters J., Zisman M., de Vries R., Peng Y. C., Sondersheim W. // *Nucl. Instr. and Meth.* – 1982. – v. 196. – p. 33.
- [70] Terlau W. // *Ph.D. thesis.* Freie Universität Berlin, Germany. – 1988.
- [71] Ortlepp H. G., Romaquera A. // *Nucl. Instr. and Meth. A.* – 1989. – v. 267. – p. 500.

- [72] Henninger J., Horlbeck B. // preprint E6-84-366. JINR Dubna. – 1984.
- [73] Пятков Ю. В., Пашкевич В. В., Пенионжкевич Ю. Э., Тищенко В. Г., Хербач К. М. Экзотические моды распада ^{248}Cm и ^{252}Cf // препринт P15-98-263. ОИЯИ. – 1998.
- [74] Herbach C. M., Ortlepp H. G. Fragment mass identification using gas detector modules of the FOBOS array // "Heavy Ion Physics", Scientific Report 1991/92, Ed. by V.I. Pysylnik, JINR, Dubna, Russia. E7-93-57. – 1993. – p. 253.
- [75] Ziegler J. F. Handbook of stopping cross-sections for energetic ions in all elements // New York: Pergamon Press. – 1980.
- [76] Ormrod J. H., Macdonald J. R., Duckworth H. E. // Can. Journ. Phys. – 1965. – v. 43. – p. 275.
- [77] Herbach C. M. Correction of range-energy data tables // Private communication.
- [78] Jacquet D. Thèse d'Etat (Orsay) // – 1987. unpublished.
- [79] Viola V. E., Kwiatkowski K., Walker M. Systematics of fission fragment total kinetic energy release // Phys. Rev. C. – 1985. – v. 31, N 4. – p. 1550–1552.
- [80] Guerreau D. Formation and decay of hot nuclei: the experimental situation // GANIL P 89-07. – 1989.
- [81] Leray S. Incomplete transfer of linear momentum and excitation energy between 20 and 80 MeV/u // J. de Phys. Colloque C. – 1986. – v. 4. – p. 275–287.
- [82] Кузнецова Е. Моделирование нейтронного поля установки мини-ФОБОС // дипломная работа. Институт атомной энергетики, Обнинск. – 2002.
- [83] Игнатюк А. В., Смиренкин Г. Н., Иткис М. Г., Мульгин С. И., Околович В. Н. Исследование делимости доактинидных ядер заряженными частицами // ЭЧАЯ. – 1985. – v. 16. – p. 709–772.

- [84] Wagner W., Ortlepp H. G. Parametrization of the kinetic energy release in two-fragment decays of hot nuclei // Ann. Rep. 1996, FZR-179, FZ Rossendorf. – 1997. – p. 56.
- [85] Wagner W., et al. // Proc. of the Second Int. Symp. on Heavy Ion Physics and its Applications (“II SHIPA”), Lanzhou, China, 1995. – World Scientific, Singapore. – 1996. – p. 217.
- [86] Bondorf J. P., Botvina A. S., Iljinov A. S., Mishustin I. N., Sneppen K. Statistical multifragmentation of nuclei // Phys. Reports. – 1995. – v. 257. – p. 133–221.
- [87] Vandenbosch R., Huizenga J. R. Nuclear fission // Academic Press, New York. – 1973.
- [88] Colin J., Bizard G., Durand D., Genoux-Lubain A., Brun C. Le, Lecolley J. F., Louvel M., Meslin Ch., Rudolf G., Steckmeyer J. C., Stuttge L. Angular momentum transfer in periferal reactions at intermediate energies // Nucl. Phys. A. – 1995. – v. 593. – p. 48–68.
- [89] Akishin P. G. Code “Body3” // Unpublished.
- [90] Gui M., Hagel K., Wada R., Lou Y., Utley D., Xiao B., Li J., Natowitz J. B., Enders G., Kühn W., Metag V., Novotny R., , Schwalb O., Charity R. J., Freifelder R., Gobbi A., Henning W., Hildenbrand K. D., Mayer R., Simon R. S., Wessels J. P., Casini G., Olmi A., Stefanini A. A. Mass asymmetry dependence of scission times in the reactions of $18.5A$ MeV $^{136}\text{Xe}+^{48}\text{Ti}$ // Phys. Rev. C. – 1993. – v. 48. – p. 1791–1814.
- [91] Lukasik J., Benlliure J., Métivier V., Plagnol E., Tamain B., Assenard M., Auger G., Bacri Ch. O., Bisquer E., Borderie B., Bougault R., Brou R., Buchet Ph., Charvet J. L., Chbihi A., Colin J., Cussol D., Dayras R., Demeyer A., Doré D., Durand D., Gerlic E., Germain S., Gourio D., Guinet D., Loutesse P., Laville J. L., Lecolley J. F., Fèvre A. Le, Lefort T., Legrain R., Lopez O., Louvel M., Marie N., Nalpas L., Parlog M., Péter J., Politi O., Rahmani A., Reposeur T., Rivet M. F., Rosato E., Saint-Laurent F., Squalli M., Steckmeyer J. C., Stern M., Tassan-Got L., Vient E., Volant C., Wieleczyko J. P., Colonna M., Haddad F., Eudes Ph., Sami T., , Sebillé F. Dynamical effects and intermediate mass fragment production in peripheral

- and semicentral collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon // Phys. Rev. C. – 1997. – v. 55. – p. 1906–1916.
- [92] Boal D. H. Intensity interferometry in subatomic physics // Rev. of Mod. Phys. – 1990. – v. 62, N 3. – p. 553–602.
- [93] Kwiatkowski K., Bashkin J., Karwowski H., Fatyga M., Viola V. E. Intermediate-mass-fragment production in the reaction of 200 MeV ^3He with Ag // Phys. Lett. B. – 1986. – v. 171, N 1. – p. 41–45.
- [94] Yanez R., Bredeweg T. A., Cornell E., Davin B., Kwiatkowski K., Viola V. E., de Souza R. T. Experimental evidence for dynamical decay of finite nuclear matter // Phys. Rev. Lett. – 1999. – v. 82, N 18. – p. 3585–3588.
- [95] Fields D. E., Kwiatkowski K., Morley K. B., Renshaw E., Wile J. L., Yennello S. J., Viola V. E., Korteling R. G. Neck emission of intermediate-mass fragments in the fission of hot heavy nuclei // Phys. Rev. Lett. – 1992. – v. 69. – p. 3713–3716.
- [96] Poitou J., Signarbieux C. // Nucl. Instr. Meth. – 1974. – v. 114. – p. 113.
- [97] Hilscher D., Jahnke U., Goldenbaum F., Pienkowski L., Galin J., Lott B. Neutron production by hadron-induced spallation reactions in thin and thick Pb and U targets from 1 to 5 GeV // Nucl. Instr. Meth. A. – 1998. – v. 414. – p. 100–116.
- [98] Mulgin S.I., Okolovich V.N., Zhdanov S.V. Two-parametric method for silicon detector calibration in heavy ion and fission fragment spectrometry // Nucl. Instr. Meth. A. – 1997. – v. 338. – p. 254–259.
- [99] Loveland W. Alpha-particle energy spectrum associated with ^{252}Cf spontaneous fission // Phys. Rev. C. – 1974. – v. 9, N 1. – p. 395–398.
- [100] Cospers S.W., Cerny J., Gatti R.C. Long-range particles of $Z=1$ to 4 emitted during the spontaneous fission of ^{252}Cf // Phys. Rev. – 1967. – v. 154, N 4. – p. 1193–1206.
- [101] Cumpstey D.E., Vass D.G. A multiparameter investigation of the ^3H and ^4He emission in the fission of ^{252}Cf // in IAEA80 [113]. – p. 223–245.

- [102] Nadkarni D.M., Kataria S.K., Kapoor S.S., Rao P.N. Ramo Correlation between energies and angles of α -particles emitted in thermal-neutron fission of ^{235}U // Nucl. Phys. A. – 1972. – v. 196. – p. 209–215.
- [103] Fraenkel Z. Emission of long-range alpha particles in the spontaneous fission of ^{252}Cf // Phys. Rev. – 1967. – v. 156, N 4. – p. 1283–1316.
- [104] Piasecki E., Nowicki L. Polar emission in fission // in IAEA80 [113]. – p. 193 – 221.
- [105] Mehta G.K., Poitou J., Ribrag M., Signarbieux C. Detailed study of alpha emission in ^{252}Cf fission // Phys. Rev. C. – 1973. – v. 7, N 1. – p. 373–387.
- [106] Hongyin H., Shengnian H., Jiangchen M., Zongyu B., Zongyuan Y. Correlation characteristics of triton and long range alpha particle accompanied fission of ^{252}Cf // Fifty years with nuclear fission. – National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (United States) American Nuclear Society, Inc., 555 N. Kensington Ave., La Grange Park, IL 60525 United States: American Nuclear Society, Inc. – 1989. – v. 2. – p. 684–687.
- [107] Piekarczyk H., Blocki J., Krogulski T., Piasecki E. Investigation of prompt neutrons accompanying spontaneous ternary fission of ^{252}Cf // Nucl. Phys. A. – 1970. – v. 146. – p. 273–287.
- [108] Nardi E., Fraenkel Z. Neutron emission in alpha-particle-accompanied fission // Phys. Rev. C. – 1970. – v. 2, N 3. – p. 1156–1166.
- [109] Adams J.A., Roy R.R. Origin of Protons in Californium-252 Fission // Nucl. Sci. and Eng. – 1977. – v. 63. – p. 41–47.
- [110] Bowman H.R., Thompson S.G., Milton J.C.D., Swiatecki W.J. Velocity and Angular Distributions of Prompt Neutrons from Spontaneous Fission of ^{252}Cf // Phys. Rev. – 1962. – v. 126, N 6. – p. 2120–2136.
- [111] [Http://t2.lanl.gov](http://t2.lanl.gov).
- [112] Enke M., Herbach C.M., Hilscher D., Jahnke U., Schapiro O., Letourneau A., Galin J., Goldenbaum F., Lott B., Péghaire A., Filges D., Neef R.-D., Nünighof K., Paul N., Schaal H., Sterzenbach G., Tietze A., Pienkowski L.

Evolution of a spallation reaction: experiment and Monte Carlo simulation
// Nucl. Phys. A. – 1999. – v. 657. – p. 317–339.

[113] IAEA, Vienna.: Proc. of an int. symp. Phys. and Chem. of Fission, 1979. – 1979.

благодарности

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить огромную благодарность

- научному руководителю Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова члену-корреспонденту РАН профессору Ю.Ц. Оганесяну и директору Лаборатории профессору М.Г. Иткису за обеспечение необходимых условий для выполнения работы;
- своим научным руководителям: доктору физ.-мат. наук, профессору Ю.Э. Пенионжкевичу и доктору физ.-мат. наук В.В. Пашкевичу за постановку задачи и поддержку в работе.

Автор также выражает искреннюю благодарность

- Интернациональному коллективу коллаборации ФОБОС, усилиями которого был создан и введен в эксплуатацию спектрометра ФОБОС: П. Гиппнеру, Г. Ренцу, В.Н. Доронину, Д.И. Шишкину, К. Умлауф, А. Матхизу, К.Д. Шиллингу, И.П. Цурину, А.А. Александрову, И.А. Александровой, Л. Диттерле, Ж. Хайнитц, О.В. Стрекаловскому, В.Е. Жучко, В.М. Васько, и многим многим другим, не попавшим в этот список по рассеянности автора.
- Особо хочется поблагодарить руководителя группы ФОБОС доктора Х.Г. Ортлеппа и доктора В. Вагнера, вклад которых в создание спектрометра ФОБОС и получение экспериментальных данных невозможно переоценить.
- Нынешнему руководителю сектора ФОБОС Д.В. Каманину за скрупулезное чтение диссертации и множество критических замечаний, за поддержку в работе на всех этапах ее выполнения, а также за проявленные терпение и понимание.
- Доктору Д. Хильшеру и доктору У. Янке за предоставленную возможность участия в совместных исследованиях, за плодотворное обсуждение результатов работы и целый ряд ценнейших советов.
- Коллективу ускорителей ЛЯР за эффективную работу.

Особую благодарность автор выражает профессору Ю.В. Пяткову и доктору К.-М. Хербаху, долговременное и плодотворное сотрудничество с которыми способствовало не только накоплению ценнейшего опыта и прививанию необходимых профессиональных навыков, но и формированию научного мировоззрения автора.