

ДЕЛЕНИЕ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

*Л. Н. Андроненко, Л. А. Вайшнене, А. А. Котов,
М. М. Нестеров, Н. А. Тарасов*

Ленинградский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
АН СССР, Гатчина

В. Нойберт

Центральный институт ядерных исследований, Россендорф, ГДР

В обзоре изложены экспериментальные данные по делению ядер протонами промежуточных и высоких энергий. Описаны методы исследования процесса деления ядер частицами высоких энергий. Проведен анализ данных по сечениям деления ядер, угловым распределениям и угловым корреляциям осколков, а также массовым и энергетическим распределениям в широкой области ядер. Вся совокупность представленных результатов указывает на изменение характера процесса деления высоковозбужденных ядер в области редкоземельных элементов.

Experimental results on fission of nuclei induced by intermediate and high energy protons are given. The methods of studying of fission process are described. The fission cross sections, angular distributions and correlations, mass and energy distributions in a wide region of nuclei are analysed. All results show the change of the character of fission process in the region of rare-earth nuclei.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач ядерной физики является изучение коллективных движений ядер с большими амплитудами. Типичный пример такого движения — деление ядер, в процессе которого ядро проходит последовательность состояний, начиная от основного и кончая состоянием, в котором ядро разделено на два независимо движущихся осколка. Такой процесс может происходить как при низких, так и при высоких энергиях возбуждения ядра, причем макроскопические черты этого процесса одинаковы и, если отвлечься от оболочечных эффектов, могут быть описаны в рамках модели жидкой капли (МЖК) [1—3]. Однако по мере уменьшения массы делящегося ядра энергетический порог процесса деления ядер, определяемый в МЖК соотношением кулоновской и поверхностной энергий, повышается [4], и возможность его экспериментального изучения в диапазоне среднетяжелых ($A \lesssim 210$) и легких ($A \sim 100$) ядер может быть реализована только в реакциях, приводящих к образованию высоковозбужденных ядер. Развитие физики деления в последнее время отмечено все возрастающим интересом к исследованию процесса деления ядер именно в этой области массовых чисел.

Подобные исследования дают возможность получить экспериментальную информацию о таких важных характеристиках процесса, как

вероятность деления, массовые и зарядовые распределения продуктов, их кинетические энергии, и проследить их эволюцию в широком диапазоне изменения параметра делимости ядер $X = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{кр}$ [4]. Эти данные представляют интерес по нескольким причинам. Одна из них состоит в возможности сравнения экспериментальной информации с результатами расчетов макроскопических теорий, таких, как модель жидкой капли и различные ее модификации [4—7]. Расчеты [4—7] указывают на существование ряда особенностей в характеристиках процесса деления, приходящихся на диапазон среднетяжелых и легких ядер. Эти предсказания в МЖК связаны с исследованием зависимости от параметра делимости ядра таких характеристик процесса деления, как барьер деления, определяющий вероятность процесса; устойчивость седловых форм ядер относительно координаты массовой асимметрии, определяющая форму массовых распределений; средние значения и дисперсии энергетических, массовых и зарядовых распределений осколков. При этом наиболее важными вопросами, требующими экспериментальной проверки, являются следующие.

Во-первых, присущ ли процесс деления как специфический способ распада ядер, далеко отстоящим от традиционно исследуемой области тяжелых ядер? Экспериментальное доказательство его существования в легких ядрах может установить предел применимости МЖК, согласно которой процесс деления возможен для широкого круга ядер периодической системы элементов.

Во-вторых, зависимость рассчитанных барьеров деления B_f от массового числа для ядер имеет максимум в районе ядер с $A \sim \sim 100$ а. е. м. [4]. Так как барьер деления является одной из основных величин, определяющих сечение процесса, то зависимость сечения деления от параметра Z^2/A должна иметь минимум, примерно соответствующий положению максимума зависимости $B_f(Z^2/A)$.

Особый интерес вызывает вопрос об «асимметрии» деления легких ядер. Анализ устойчивости седловых конфигураций ядер относительно деформационных координат во всех без исключения версиях МЖК указывает на существование критического значения параметра делимости ядер X_0 , ниже которого седловые формы делящихся ядер теряют устойчивость относительно координаты массовой асимметрии образующихся осколков.

Проблема неустойчивой массовой асимметрии впервые была поставлена в работах [8, 9], а свое количественное обоснование получила в работах [7, 10, 11], где для X_0 получены значения в интервале 0,4—0,6.

Чтобы пояснить, в чем заключается предсказанное в МЖК явление неустойчивой массовой асимметрии, рассмотрим поведение поверхности потенциальной энергии ядра с изменением параметра квадрупольной деформации α_2 и параметра α_3 , определяющего массовую асимметрию (т. е. отношение масс осколков) (рис. 1). Для тяжелых ядер при увеличении квадрупольной деформации ядра для

симметричного деления потенциальная энергия возрастает, а затем начинает уменьшаться. Такое поведение обусловлено изменением соотношения между кулоновской и поверхностной энергией ядра, которое и формирует потенциальный барьер деления V_f . При увеличении параметра асимметрии масс осколков потенциальная энергия начинает резко возрастать, образуются «горы» вдоль пути, соответствующего асимметричному разделению. Это обеспечивает формирование седловой формы и однозначность пути перехода ядра из основного состояния к седловой точке. С уменьшением массового числа

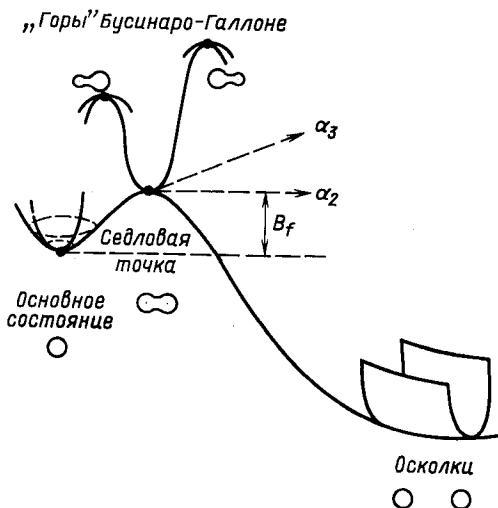


Рис. 1. Сечения поверхности потенциальной энергии по делительной координате α_2 (в плоскости рисунка) и координате массовой асимметрии α_3 (перпендикулярно плоскости рисунка)

ядра-мишени (или параметра делимости X) соотношение между барьером деления и высотой гор начинает изменяться: высота гор уменьшается относительно барьера и начиная с некоторого значения параметра делимости X_0 значение барьера V_f превосходит высоту гор. При этом энергетически выгодным становится разделение ядра на два осколка не симметричным образом, а на осколки с резко различающимися значениями масс. Строго говоря, в этом случае понятие барьера деления, введенное в МЖК как изменение потенциальной энергии с изменением параметра квадрупольной деформации при значении параметра $\alpha_3 = 0$, становится неадекватным задаче вычисления вероятности деления. При переходе в область массовой неустойчивости массовое распределение из симметричного, т. е. группирующегося в области масс осколков, составляющих около половины массы разделившегося ядра $A_f/2$, становится резко асимметричным. Причем в отличие от ядер актиноидной области в этом случае массовое распределение характеризуется неустойчивой асимметрией, проявляющейся в постоянном возрастании выходов масс по мере отклонения от $A_f/2$. В расчетах, проведенных в [12] для ряда ядер, ходу потенциальной энергии в зависимости от параметра массовой

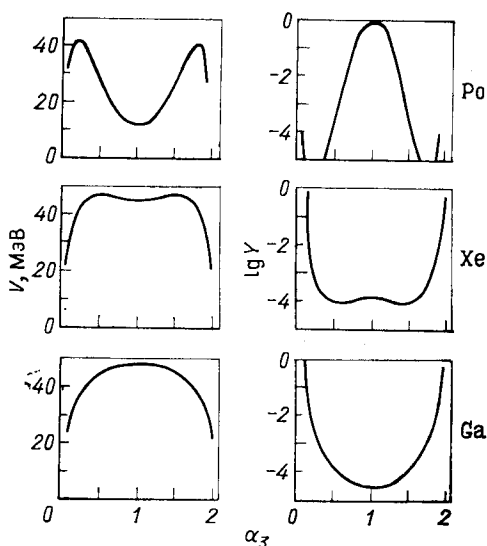


Рис. 2. Зависимость потенциальной энергии ядер от параметра массовой (зарядовой) асимметрии (слева) и соответствующие выходы продуктов распада (справа) ядер Po, Xe и Ga [12]

(зарядовой) асимметрии сопоставляется определенный вид массового (зарядового) распределения продуктов (рис. 2).

Реакции, приводящие к образованию высоковозбужденных ядер, можно условно разделить на следующие группы: образование составных ядер в реакциях с тяжелыми ионами; образование возбужденных ядер в результате взаимодействия протонов, дей-

тронов и α -частиц с ядрами; реакции взаимодействия γ -квантов и электронов с ядрами; реакции поглощения π -мезонов ядрами.

В реакциях слияния с тяжелыми ионами образующиеся составные ядра характеризуются большим средним угловым моментом [13, 14]. Наличие большого углового момента, а точнее набора угловых моментов у распадающегося составного ядра затрудняет интерпретацию экспериментальных данных. Это связано с необходимостью учета зависимости от углового момента таких величин, как барьер деления, сечение образования составных ядер, вероятность конкурирующих с делением процессов испарения частиц, ширина массового распределения продуктов деления. К сожалению, эффекты, связанные с зависимостью от углового момента указанных выше величин, в настоящее время практически не исследованы. Существует также проблема описания входного канала реакции столкновения тяжелых ионов [15].

Сложность интерпретации реакций с γ -квантами связана с тем, что спектр γ -квантов непрерывен. Кроме того, сечение неупругого взаимодействия γ -квантов с ядрами мало, что ограничивает возможности экспериментального исследования характеристик продуктов деления ядер. Поэтому мы будем в основном рассматривать деление, вызываемое быстрыми протонами. Взаимодействие протонов промежуточных энергий с ядрами приводит к образованию высоковозбужденных остаточных ядер, которые в отличие от реакций с тяжелыми ионами характеризуются относительно малым угловым моментом [16, 17]. В настоящее время основой для интерпретации ядерных реакций с протонами высоких и промежуточных энергий служит модель двухступенчатого взаимодействия протонов с ядрами (рис. 3). В рамках

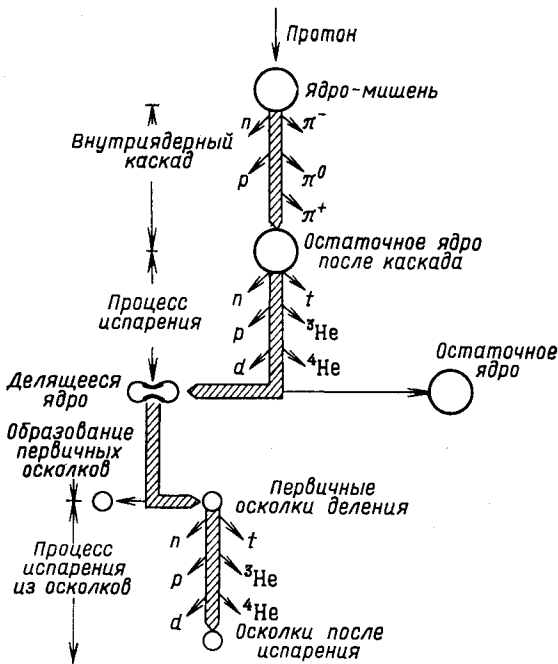


Рис. 3. Схема взаимодействия протона высокой энергии с ядром, приводящего к делению

этой модели процесс взаимодействия предполагается состоящим из двух стадий: быстрой стадии взаимодействия, приводящей к образованию высоковозбужденных ядер-остатков, для описания которой применяются различные модели внутриядерных каскадов (МВК), и последующей более медленной стадии распада возбужденных ядер, которая определяется только энергией возбуждения и нуклонным составом ядра и не зависит от характера первичного взаимодействия протона с ядром. В рассматриваемой области энергий протонов (0,1—3 ГэВ) на каскадной стадии взаимодействия существенными являются только процессы упругого нуклон-нуклонного взаимодействия и рождения пионов. В результате процессов перераспределения нуклонов и пионов, а также поглощения пионов образуются высоковозбужденные остаточные ядра. На следующей стадии эти ядра расходуют свою энергию возбуждения путем испарения частиц или в результате деления. Обычно при описании процессов распада возбужденных ядер достаточно учитывать вероятность испарения нуклонов и легких фрагментов (n , p , d , t , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$).

По-видимому, более перспективными для исследования деления высоковозбужденных ядер являются реакции с пионами, так как при их поглощении ядром значения энергий возбуждения имеют ме-

нее широкий спектр, нежели в реакциях с протонами. Однако данные по делению ядер в реакциях с пионами практически отсутствуют.

В настоящем обзоре мы обсудим физическую картину процесса деления высоковозбужденных ядер, складывающуюся на базе современных экспериментальных и теоретических исследований. При этом мы ограничимся изложением данных, полученных в последнее десятилетие, главным образом, в протон-ядерных взаимодействиях. Более ранние данные, привлекаемые для анализа в нашей работе, можно найти в обзорах [18], а данные по делению ядер в реакциях с γ -квантами и тяжелыми ионами содержатся в обзорах [13, 19].

Заметим, что теоретический анализ экспериментальных данных будет проводиться в основном в рамках модели двухступенчатого взаимодействия протонов с ядрами. Вероятность процесса деления вычисляется в рамках подхода Бора — Уилера [1], а характеристики продуктов деления рассчитываются в рамках статистической теории деления [20]. Основные допущения и используемые формулы содержатся в широком круге оригинальных работ, обзоров и монографий (см., например, [17, 21]), а детали метода вычислений, используемого в данной работе, можно найти в [22—24].

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Идентификация фрагментов. Идентификация продуктов деления, как и продуктов любой ядерной реакции, состоит в определении таких характеристик, как энергия, масса, импульс и заряд фрагмента. Информация о них извлекается измерением комбинаций доступных величин. К ним можно отнести: энергии E , углы θ , скорости v , энергетические потери в веществе ΔE , средний ионный заряд \bar{q} , радиус кривизны траектории ρ в магнитном поле B . Среди различных методов, используемых для определения характеристик осколков деления, можно выделить следующие [25—27]:

1. Измерение полной ионизации, производимой частицей при ее поглощении в веществе детектора, которая является линейной функцией энергии частицы E .

2. Измерение времени пролета частицы известной базы, т. е. ее скорости v , которая вместе с энергией позволяет определить ее массу

$$A = 2E/v^2.$$

3. Измерение части энергии ΔE , теряемой частицей при прохождении достаточно тонкого слоя вещества, которая является мерой удельных энергетических потерь dE/dx . В нерелятивистском случае, если известна энергия,

$$dE/dx \sim Aq_{\text{эф}}^2 (A, Z, E)/E,$$

где $q_{\text{эф}}$ — эффективный заряд фрагмента [28].

4. Измерение распределения ионизации вдоль трека частицы в веществе — метод брэгг-спектроскопии [29]. Зависимость формы кривой Брэгга от заряда и энергии частицы лежит в основе этого метода идентификации заряда.

5. Измерение радиуса кривизны траектории частицы ρ в магнитном поле. При заданной напряженности магнитного поля B

$$B\rho \sim Av/\bar{q}.$$

Комбинации упомянутых методов, например E , ΔE и времяпролетных измерений, позволяют в принципе однозначно идентифицировать продукты реакции, т. е. определить их энергию, массу и заряд.

Однако достижимая точность в определении характеристик частицы зависит от энергетического и временного разрешения применяемых детекторов, которые, в свою очередь, определяются энергетическим и массовым диапазоном идентифицируемых частиц. Широкий диапазон по массе и заряду образующихся в процессе деления осколков, их относительно низкая средняя кинетическая энергия (~ 1 МэВ/нуклон) и соответствующие ей максимальные значения удельных энергетических потерь dE/dx [28] оказывают существенное влияние на точность E , ΔE и T измерений и затрудняют однозначную идентификацию осколков деления. Следует добавить, что высокая тормозная способность осколков в веществе требует для уменьшения энергетических потерь создания условий регистрации, обеспечивающих минимизацию количества вещества на пути регистрируемой частицы (толщины мишеней, подложек, входных окон детектора и т. д.).

Измерение энергии. Благодаря хорошему энергетическому разрешению, линейности и относительной простоте изготовления полупроводниковые поверхностно-барьерные Si (Au)-детекторы широко используются в спектрометрии заряженных частиц. Однако при регистрации осколков деления возникает ряд трудностей, существенно ограничивающих точность энергетических измерений. Главная из них связана с явлением «ионизационного дефекта» амплитуды [30—32], т. е. разницы между истинной энергией частицы и энергией, зарегистрированной детектором. Связанная с этим явлением нелинейность в зависимости амплитуды сигнала детектора от энергии частицы, зачастую превышающая 10 %, зависит от энергии и массы осколка и является индивидуальной характеристикой каждого детектора. Учет «ионизационного дефекта» осуществляется применением специальных методов энергетической калибровки [33, 34].

Энергетическое разрешение Si (Au)-детекторов при регистрации тяжелых заряженных частиц описывается следующим выражением [35]:

$$\Delta E/E \approx 5 \cdot 10^{-3} (A/E)^{1/2} (1 + 0,01 A)$$

и составляет для осколков деления 1—2 %.

Последнее десятилетие отмечено возрождением интереса к ионизационным камерам для регистрации тяжелых ионов. По сравнению

с полупроводниковыми детекторами ионизационные камеры обладают рядом несомненных преимуществ: возможностью создания детектора с большим телесным углом регистрации; относительной нечувствительностью к радиационным повреждениям; малым значением «ионизационного дефекта». Энергетическое разрешение ионизационной камеры при регистрации осколков деления сравнимо с энергетическим разрешением полупроводниковых детекторов, а в некоторых случаях и лучше. В частности, при регистрации продуктов деления ($A = 92$ а.е.м., $E = 89$ МэВ) ионизационной камерой, наполненной метаном, было достигнуто энергетическое разрешение ~ 570 кэВ [36]. Энергетическое разрешение ионизационной камеры определяется в основном разбросом энергетических потерь (straggling) регистрируемых фрагментов во входном окне, а также неоднородностями собирающего электрического поля вблизи входного окна, что приводит к потере заряда. Влияние последнего фактора удается значительно уменьшить с помощью разработанных в последние годы аксиальных ионизационных камер, в которых направление собирающего электрического поля параллельно траектории частицы [29], что позволяет улучшить энергетическое разрешение (385 кэВ для легкой группы осколков деления ^{235}U [37]).

Времяпролетные измерения. Наиболее распространенным методом измерения масс тяжелых заряженных частиц является метод измерения времени пролета. В этом случае массовое разрешение, если пренебречь погрешностью определения базы пролета, дается следующим выражением:

$$(\Delta A/A)^2 = (\Delta E/E)^2 + 4 (\Delta T/T)^2,$$

где $\Delta E/E$ и $\Delta T/T$ — относительные погрешности определения энергии и времени пролета. Предельное массовое разрешение во времяпролетных измерениях определяется в основном энергетическим разрешением ионизационных детекторов, так как вклад, связанный с временными измерениями, можно существенно уменьшить за счет увеличения пролетной базы. Однако увеличение пролетной базы в реальных условиях эксперимента приводит к сильному уменьшению светосилы детектора.

Обычно временные измерения сводятся к определению времени пролета частицы между двумя детекторами, расположенными на ее пути («старт»- и «стоп»-детекторы), первый из которых должен обеспечить прохождение через него регистрируемой частицы без существенных искажений. Как правило, располагаемый вблизи мишени и работающий в экстремальных условиях высокого фона заряженных частиц трансмиссионный * старт-детектор для регистрации тяжелых ионов должен, наряду с высоким временным разрешением, удовлетворять следующим требованиям: 1) иметь минимально возможную

* Трансмиссионным мы будем называть детектор, который обеспечивает прохождение частицы с малыми потерями энергии.

толщину; 2) обладать высокой эффективностью регистрации; 3) активная площадь детектора не должна ограничивать светосилу время-пролетного спектрометра; 4) обладать высокой радиационной стойкостью; 5) энергетическое разрешение должно быть достаточным для дискриминации легких заряженных частиц.

В настоящее время только два типа детекторов в наибольшей мере удовлетворяют всей совокупности этих требований: детектор электронов вторичной эмиссии [26, 38] и лавинные детекторы [39]. В основе первого типа детекторов лежит принцип регистрации электронов, образующихся при прохождении тяжелых ионов через тонкие фольги. Временное разрешение таких детекторов определяется системой сбора и детектирования электронов. В последние годы успехи техники регистрации электронов для получения быстрых временных отметок связаны с использованием канальных электронных умножителей (КЭУ) и микроканальных пластин (МКП) [40]. Применение МКП в эмиссионных старт-детекторах с использованием электростатической системы сбора и фокусировки электронов позволяет получить временное разрешение 200 пс для осколков деления [41] практически со 100 %-ной эффективностью регистрации. Вместе с тем высокая эффективность регистрации электронов иногда оказывается фактором, определяющим высокий уровень загрузок детектора в условиях большого фона заряженных частиц, что может приводить к ухудшению временного разрешения. Вероятно, главным недостатком этого типа детекторов является относительно малая площадь. Это ограничение определяется как возможностями создания тонких фольг большой площади, так и ухудшением временного разрешения при увеличении площади, связанного с проблемами фокусировки и транспортировки электронов к поверхности МКП.

Плоскопараллельные газовые лавинные детекторы (ППЛС) представляют собой другой тип временных детекторов, нашедших в последнее время широкое применение при регистрации тяжелых ионов [39, 42—44]. ППЛС состоит из двух тонких металлизированных фольг, расположенных параллельно друг другу на расстоянии 1—2 мм, к которым приложено высокое напряжение. При прохождении через детектор заряженной частицы сильное электрическое поле [$E/p \approx 500$ В/(см·мм рт. ст.)] вызывает в промежутке лавинное умножение заряда, приводящее к появлению сигнала с временем нарастания меньше 1 нс. Основным преимуществом этого типа стартовых детекторов является возможность создания ППЛС большой площади с хорошими временными характеристиками. Временное разрешение около 300 пс было получено для ППЛС с площадью вплоть до 500 см² [39]. Существенным недостатком ППЛС является относительно большая толщина, ограничивающая их применение при регистрации тяжелых ионов низких энергий. Однако замена сплошных электродов сеточными и работа при малых давлениях позволяют существенно снизить полную толщину ППЛС без ухудше-

ния временного разрешения, что, в свою очередь, дает возможность использовать их при регистрации осколков деления [43].

В качестве стоп-детектора при идентификации тяжелых заряженных частиц чаще всего применяются полупроводниковые детекторы, что дает определенные преимущества, так как один и тот же детектор является источником временной и энергетической информации. Однако из-за относительно малых размеров использование Si (Au)-детекторов ограничивает возможности оптимизации разрешения по скорости за счет увеличения пролетной базы. В этом случае применение в качестве E -детектора широкоапертурной ионизационной камеры с лавинным детектором, размещенных в одном газовом объеме, позволяет существенно увеличить светосилу спектрометра [44]. Наилучшее массовое разрешение при регистрации осколков деления было достигнуто с помощью спектрометра, в котором детекторами временных отметок служили эмиссионные детекторы на основе МКП, а E -детектором — аксиальная ионизационная камера [45]. Достигнутое разрешение составило $\Delta A/A \sim 6 \cdot 10^{-3}$ для $A = 95$ а.е.м.

Измерение заряда. Для измерения заряда частиц успешно используется $(\Delta E - E)$ -метод идентификации. Для измерения энергетических потерь ΔE применяются как газовые ионизационные камеры, так и тонкие кремниевые детекторы [25]. Однако проблемы изготовления тонких (1—4 мкм) и однородных по толщине полупроводниковых детекторов ограничивают их применение в качестве ΔE -детекторов при регистрации осколков деления. Несомненным преимуществом по сравнению с полупроводниковыми детекторами обладают газовые ионизационные камеры, так как позволяют регистрировать энергетические потери фрагментов в газовом промежутке, эффективная толщина которого может легко варьироваться в широких пределах изменением давления в камере. В конкретных реализациях $(\Delta E - E)$ -систем идентификации используются либо комбинация ионизационной камеры (ΔE) и полупроводникового детектора ($E_{\text{ост}}$), либо ионизационная камера с разделенным анодом, с помощью которой было достигнуто зарядовое разрешение $\Delta Z/Z = 0,018$ для $Z = = 39$ [36].

В последние годы дальнейшее развитие методов идентификации тяжелых заряженных частиц связано с уже упоминавшимися аксиальными ионизационными камерами (метод брэгг-спектроскопии). Такие камеры позволяют с высокой точностью измерить распределение ионизационных потерь вдоль трека частицы, т. е. кривую Брэгга, что дает возможность определить пробег частицы, полную энергию, dE/dx в начале трека и максимальные удельные энергетические потери. Последняя величина прямо связана с зарядом регистрируемого фрагмента. Этот метод позволил достичь разрешающей способности $\Delta Z/Z = 0,023$ для $Z = 39$ в области легкой группы осколков деления ^{235}U [46].

Возможности для достижения хорошего массового разрешения и изотопного разделения фрагментов связаны с применением спектро-

метров, основанных на измерении траектории частиц в магнитном поле. Однако проблемы, возникающие из-за необходимости знания среднего ионного заряда детектируемого фрагмента \bar{q} (для осколков всегда $\bar{q} < Z$), требуют использования методов, сочетающих измерения $B\rho$ с времяпролетными и $(\Delta E - E)$ -измерениями. Вместе с тем относительная сложность установок, их стоимость, а также малая эффективность регистрации ограничивают область применения магнитных спектрометров исследованиями низкоэнергетического деления на реакторах [47].

Методы исследования деления ядер быстрыми частицами. Исследование процесса деления высоковозбужденных ядер наряду с идентификацией продуктов включает в себя проблемы, связанные как с выделением процесса на фоне других каналов распада ядер, так и с исследованием таких характеристик процесса деления, как масса и энергия возбуждения делящегося ядра, угловой момент и т. д. Это требует проведения корреляционных измерений продуктов деления в широком массовом и энергетическом диапазонах и получения информации о сечениях деления, массовых (зарядовых) распределениях осколков, распределений по полной кинетической энергии, угловых распределений и угловых корреляций между направлениями разлета осколков, распределений нуклонных потерь и т. д.

В реакциях с двумя частицами в конечном состоянии, к которым можно отнести процесс двойного деления, кинематика процесса может быть полностью определена измерением трех независимых величин, например двух углов и энергии одного продукта. Однако процесс двойного деления является процессом с искаженной кинематикой, связанной с испусканием нейтронов, протонов и более тяжелых частиц, число которых зависит от энергии возбуждения.

При изотропном испускании продуктов испарения в системе центра масс кинематика регистрируемых фрагментов искажается таким образом, что:

1. Измеряемые углы разлета характеризуются только средними значениями с дисперсией, определяемой как числом, так и природой испаряемых частиц. При этом средние значения равны соответствующим первичным значениям.

2. Отсутствует компланарность траекторий вылета фрагментов. Траектории фрагментов характеризуются угловой дисперсией вне плоскости реакции.

3. В скоростных распределениях возникает дополнительная дисперсия, вызванная процессами испарения. Однако средние значения первичных распределений не искажаются.

4. Импульсы и энергии фрагментов изменяются пропорционально нуклонным потерям.

Таким образом, процесс испарения частиц в значительной мере ограничивает возможность восстановления первичных распределений из измеряемых вторичных распределений продуктов. При этом естественно возникает вопрос о необходимой точности измерений

распределений вторичных продуктов. Действительно, при низкоэнергетическом делении тяжелых ядер нуклонные потери на стадии девозбуждения малы ($\Delta A/A \leq 1\%$) и сводятся только к испусканию нейтронов. При этом детальное измерение вторичных массовых распределений оправдано, так как позволяет восстановить первоначальное распределение [48, 49]. В случае больших нуклонных потерь ($\Delta A/A \sim 10\%$) измерения распределений вторичных продуктов с погрешностью меньше 30% относительных нуклонных потерь становятся, по-видимому, нецелесообразными [50].

Экспериментальное изучение процесса деления среднетяжелых и легких ядер периодической системы элементов под действием частиц высоких энергий наталкивается на ряд методических проблем, связанных с идентификацией процесса деления на фоне других ядерных реакций. Действительно, в тяжелых ядрах в силу большого сечения деления, большой кинетической энергии и относительно узкого и четко выделенного диапазона масс образующихся осколков экспериментальное выделение процесса деления оказывается возможным даже с помощью относительно простых методов, основанных на регистрации лишь одного осколка деления. Иная ситуация возникает по мере перехода в область более легких ядер. Резкое уменьшение сечений деления ядер, возрастающий вклад продуктов других конкурирующих каналов распада, увеличение дисперсии массовых распределений осколков деления приводит к сложному виду инклюзивных энергетических и массовых распределений продуктов. В этом случае требуется применение надежных критериев отбора для выделения процесса деления на фоне других неупругих процессов. Обычно они формулируются следующим образом:

- 1) процесс должен быть бинарным;
- 2) значение кинетической энергии осколков должно соответствовать кулоновской энергии взаимодействия двух осколков;
- 3) наличие угловой корреляции между направлениями разлета осколков;
- 4) массовое распределение осколков должно быть симметричным относительно $A_f/2$.

Надо заметить, что необходимость применения всей совокупности критериев отбора определяется как диапазоном исследуемых ядер, так и конкретными условиями эксперимента.

Так как определение всех характеристик процесса деления в одном эксперименте представляет собой чрезвычайно трудную задачу, то большинство экспериментов носит узконаправленный характер. Это измерение либо сечений деления, либо угловых распределений и угловых корреляций, либо энергетических, массовых и зарядовых распределений осколков и т. д. При этом конкретная задача определяет выбор наиболее простого и эффективного метода регистрации осколков деления.

Большое количество экспериментов по измерению сечений деления на пучках протонов промежуточных и высоких энергий было

выполнено с использованием ядерных фотоэмульсий и твердотельных детекторов [27]. Метод фотоэмульсий дает возможность идентифицировать акт деления путем отбора событий, характеризующихся наличием двух треков с высокой плотностью ионизации, исходящих из одной вершины, а также получить информацию об угловых распределениях и распределении по длинам треков осколков. Однако область применения этого метода ограничена из-за проблем, связанных с внедрением исследуемых ядер в слой фотоэмульсии, а также наличием большого числа треков от фоновых реакций на ядрах Ag и Br, что особенно важно при исследовании слабоделящихся ядер.

Применение твердотельных детекторов (стекло, слюда и др.) основано на их селективной чувствительности к тяжелым заряженным частицам с энергией около 1 МэВ/нуклон, которые вызывают в них структурные изменения, выявляемые в результате последующей химической обработки. Порог регистрации определяется критическим значением удельных энергетических потерь, что обеспечивает их нечувствительность к фону легких заряженных частиц. Эти детекторы используются как для регистрации одиночных осколков, так и в конфигурации, в которой мишень располагается между детектирующими пластинами, что позволяет фиксировать следы парных осколков деления и тем самым ввести дополнительный критерий отбора событий — критерий совпадения. Вместе с тем наличие пороговых критериев отбора не позволяет однозначно решить проблему отбора актов деления из фона, вызванного продуктами других реакций, и часто приводит к большому разбросу результатов, полученных в различных экспериментах.

Эффективный метод измерения сечений деления ядер с помощью плоскопараллельных газовых лавинных детекторов, помещенных вместе с мишенью в прямой протонный пучок, был применен в работе [42]. Парные осколки деления регистрировались двойным плоскопараллельным лавинным детектором, общим катодом которого была исследуемая мишень. Критериями отбора событий кроме факта совпадения являлись энергетические потери частиц в рабочем промежутке детектора.

Долгое время единственным источником информации о массовых распределениях продуктов низкоэнергетического деления тяжелых ядер являлись радиохимические методы, позволяющие измерять выходы отдельных радионуклидов. Однако ограниченный набор доступных для измерения изотопов и отсутствие информации о принадлежности продуктов к делительному каналу распада ядер не позволяют использовать эти методы при изучении деления ядер частицами средних и высоких энергий.

Для получения информации об энергетических и массовых распределениях осколков деления широкое распространение получил метод, основанный на регистрации в совпадении энергий обоих осколков деления полупроводниковыми Si (Au)-детекторами ($E_1 \times E_2$ -метод) [51]. В таких экспериментах измеряемыми величинами

являются энергии парных осколков E_1 и E_2 и угол между направлениями их разлета. Использование законов сохранения в предположении изотропии вылета нуклонов на стадии девозбуждения осколков позволяет получить информацию об отношении масс образующихся осколков из соотношения

$$E_1/E_2 = A_2/A_1, \quad A_1 + A_2 = \text{const.}$$

Однако переход к реальной массовой шкале требует дополнительного предположения о массе делящегося ядра. Измерение угловых корреляций вне и в плоскости реакции позволяет извлечь информацию об

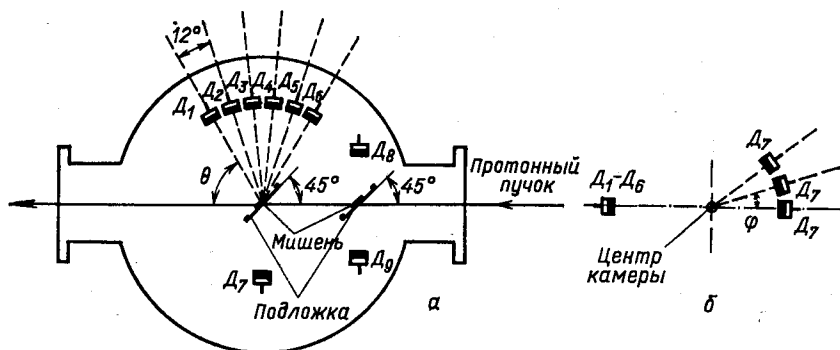


Рис. 4. Схема эксперимента по измерению угловых корреляций и энергий парных осколков деления ($E_1 \times E_2$ -метод) [53]:

($D_1 - D_7$ — Si(Au)-детекторы: а — в плоскости пучка; б — в плоскости перпендикулярной направлению пучка; $D_8 - D_9$ — мониторные детекторы)

импульсном распределении делящихся ядер, а интегрирование угловых корреляций дает возможность получить сечение деления ядер. При исследовании деления ядер с малыми сечениями на пучках протонов высоких энергий конкретные экспериментальные условия часто вызывают необходимость более надежного отбора осколков деления в условиях высокоинтенсивного фона легких заряженных частиц. Это достигается за счет увеличения числа измеряемых параметров [52]. Малая светосила $E_1 \times E_2$ -спектрометров, определяемая площадью полупроводниковых детекторов, в некоторых экспериментах [53, 54] частично компенсируется использованием наборов из нескольких детекторов в каждом плече спектрометра, что позволяет одновременно производить измерения в широком диапазоне углов (рис. 4).

Существенно новая информация может быть получена с помощью времяпролетного метода измерения масс осколков. Прямые измерения массы одного из осколков деления высоковозбужденных ядер фактически можно использовать и для определения средних нуклонных потерь, что позволяет рассматривать времяпролетные спектрометры как спектрометры недостающей массы. В случае же независи-

мого определения масс обоих осколков распределение по сумме масс осколков позволяет оценить и дисперсию нуклонных потерь.

Впервые времяпролетные измерения осколков деления были осуществлены в экспериментах на протонах с энергией 2,9 ГэВ [54]. В каждом акте деления регистрировались энергии обоих осколков и время пролета одного из них. Энергия и сигнал «стоп» одного из осколков фиксировались четырьмя Si (Au)-детекторами. Энергия дополнительного осколка регистрировалась Si (Au)-детектором, расположенным по другую сторону от мишени, временной сигнал которого служил отметкой «старт» для времяпролетных измерений. В результате были измерены угловые корреляции осколков вне и в плоскости реакции, а также массовые и энергетические распределения в зависимости от угла между направлениями разлета осколков для мишеней U и Bi.

Для корреляционных измерений масс обоих осколков деления в [55, 56] были применены однотипные двухплечевые времяпролетные спектрометры, в которых в качестве источника стартовых сигналов для обеих баз пролета использовался один трансмиссионный детектор вторичных электронов, расположенный вблизи мишени в одном плече спектрометра, а стоп-детекторами служили полупроводниковые Si (Au)-детекторы. В [57] для изучения деления ядер золота использовался двухплечевой времяпролетный спектрометр с двумя независимыми стартовыми лавинными детекторами и системой ($\Delta E - E$)-телескопов в конце пролетных баз спектрометра.

Основным недостатком времяпролетных спектрометров обычно является малый телесный угол регистрации. Некоторая компенсация низкой геометрической эффективности достигается либо за счет увеличения числа Si (Au)-детекторов [54, 55], либо уменьшением баз пролета.

Отметим, что осколки деления ядер частицами высоких энергий характеризуются достаточно широкими угловыми корреляциями, дисперсия которых увеличивается с уменьшением массы ядра. При этом характеристики процесса деления зависят от угла между направлениями разлета осколков. В этом случае спектрометр должен обеспечивать регистрацию совпадающих осколков в угловом диапазоне, перекрывающем возможный набор углов между направлениями разлета осколков, определяемый импульсным распределением делящихся ядер. На рис. 5 приведена экспериментальная установка, использовавшаяся при исследовании деления ядер от Bi до Ni протонами с энергией 1 ГэВ [23, 43]. Она представляет собой вариант двухплечевого времяпролетного спектрометра, в одном плече которого, расположенном под углом 90° к оси пучка, в качестве старт-детектора применялся плоскопараллельный счетчик (ППЛС), а стоп-детекторами служили три Si (Au)-детектора. Во втором подвижном плече спектрометра был установлен позиционно-чувствительный ППЛС большой площади, позволявший измерять время пролета и угол вылета второго осколка в плоскости реакции. Таким образом,

измеряемыми величинами являлись энергия и время пролета одного осколка, время пролета другого и угол между направлениями разлета осколков в плоскости реакции.

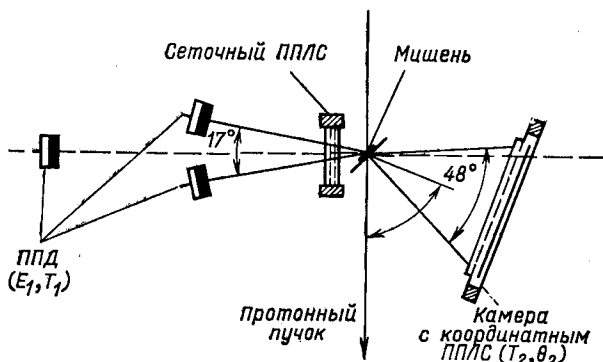


Рис. 5. Схема двухплечевого времяпролетного спектрометра, применявшегося в [23]

В данном разделе кратко обсуждены основные схемы экспериментов и методы измерения характеристик продуктов деления ядер быстрыми частицами. Более подробную информацию о них можно найти в цитируемых оригинальных работах.

2. СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Необходимость получения экспериментальных данных о сечениях деления ядер, удаленных от традиционно исследуемой области тяжелых ядер, вытекает из современного развития теоретических представлений о природе процесса деления. В рамках МЖК, являющейся основной моделью, удовлетворительно описывающей процесс деления в тяжелых ядрах, были рассчитаны барьеры деления и соответствующие вероятности процесса в широком диапазоне ядер. Было показано [58], что делимость ядер f (т. е. отношение сечения деления σ_f к полному сечению неупругих взаимодействий σ_{in}) должна иметь минимальное значение в районе ядер серебра, а затем возрастать в области более легких ядер (рис. 6). Такое поведение делимости отражает существование максимума в поведении барьеров деления в зависимости от массового числа ядра-мишени [4] (рис. 7). Расчеты [58] стимулировали появление ряда работ, направленных на экспериментальное исследование общего хода делимости в широком диапазоне ядер периодической системы элементов [59—69] для различных частиц, инициирующих деление.

К настоящему времени накоплена большая информация о сечениях деления ядер протонами промежуточных энергий. Однако большинство данных относится к тяжелым ядрам [67, 70]. Наиболее полные

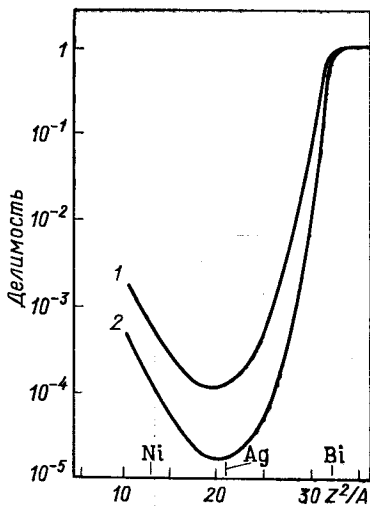


Рис. 6. Расчетные зависимости делимости ядер от параметра Z^2/A из [58];
 $1 - a_n = a_f = A/10$; $2 - a_n = A/10,5$; $a_f = A/10$

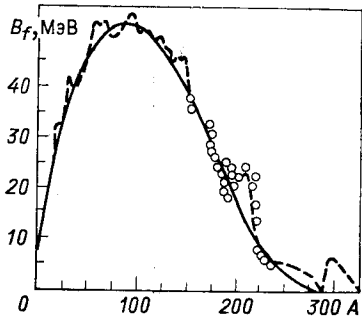


Рис. 7. Высоты барьеров деления ядер вдоль линии β -стабильности: сплошная кривая — расчеты без учета оболочечных поправок [4]; пунктир — то же с учетом оболочечных поправок; точки — экспериментальные значения барьеров [21]

данные по делимости ядер в широком интервале элементов получены при делении ядер протонами с энергиями 150—190 МэВ [63—65, 68], 600 МэВ [66, 67], 1 ГэВ [69] и 7 ГэВ [71]. Эти данные в зависимости от параметра Z^2/A приведены на рис. 8. На основе имеющихся данных можно констатировать, что, во-первых, в области ядер от урана до редкоземельных элементов наблюдается экспоненциальное падение делимости, хорошо согласующееся с систематикой, установленной ранее в тяжелых ядрах [72]. При дальнейшем уменьшении параметра Z^2/A мишени характер зависимости делимости меняется, и начиная с некоторого значения Z^2/A делимость остается практически постоянной. Такое изменение характера зависимости делимости было обнаружено и при делении ядер γ -квантами с энергией 1 ГэВ [62]. Во-вторых, значение Z^2/A , начиная с которого делимость остается постоянной, меняется в зависимости от энергии налетающего протона, сдвигаясь в сторону больших Z^2/A с увеличением энергии протона. В-третьих, если для тяжелых ядер делимость слабо меняется в зависимости от энергии налетающего протона, то в диапазоне легких ядер делимость изменяется на несколько порядков. Следует отметить значительное расхождение в результатах различных измерений сечений деления в легких ядрах при энергиях 150—200 МэВ [64, 65, 68]. Такое расхождение может быть связано с методическими трудностями, возникающими при измерении малых сечений деления.

Переходя к сопоставлению экспериментальных данных с расчетными, следует отметить, что в экспериментально полученных зависимостях отсутствует реакый минимум, предсказываемый теорией [58].

В связи с этим следует сказать несколько слов о расчетах делимости, выполненных в рамках статистической модели. Как уже указывалось выше, предполагается, что процесс деления идет в две стадии. На первой, быстрой стадии налетающая частица вызывает каскад, сопровождаемый вылетом некоторого числа быстрых нуклонов, в результате которого образуются возбужденные остаточные ядра, характеризующиеся различным нуклонным составом и широким спектром по

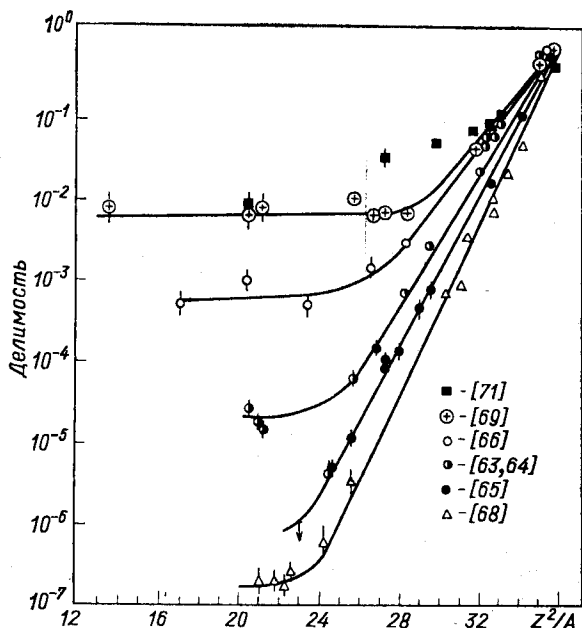


Рис. 8. Экспериментальные зависимости делимости ядер от параметра Z^2/A по данным различных работ

энергии возбуждения. На второй, медленной стадии возбужденные ядра либо делятся, либо «испаряют» частицы. Конкуренция между испусканием частиц и делением ядра определяет делимость

$$f = \sigma_f / \sigma_{\text{in}} \approx 1 - \prod_i \frac{\Gamma_r^{(i)}}{\Gamma_f^{(i)} + \Gamma_r^{(i)}}, \quad (1)$$

где $\Gamma_f^{(i)}$ — делительная ширина; $\Gamma_r^{(i)}$ — ширина относительно испускания частиц r -го сорта.

Так как из-за наличия кулоновского барьера вылет заряженных частиц подавлен по сравнению с вылетом нейтронов, то в первом приближении при высоких энергиях возбуждения расчет делимости возбужденных ядер сводится обычно к анализу поведения отношения Γ_f / Γ_n . При этом для отношения делительной и нейтронной ширин

используется приближенное выражение [73]

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{K_0}{4A^{2/3}} \frac{a_n}{a_f} \frac{2a_f^{1/2} (E^* - B_f)^{1/2} - 1}{E^* - B_n} \times \\ \times \exp [2a_f^{2/3} (E^* - B_f)^{1/2} - 2a_n^{1/2} (E^* - B_n)^{1/2}], \quad (2)$$

где a_n , a_f — параметры плотности уровней делящегося ядра и ядра после вылета нейтрона; B_n — энергия связи нейтрона; E^* — энергия возбуждения; K_0 — константа.

Поскольку энергия связи нейтрона слабо меняется для ядер вдоль периодической системы, то, как видно из формулы (2), зависимость делимости от параметра Z^2/A определяется в основном соответствующей зависимостью параметров плотности уровней a_f и a_n и барьеров деления B_f .

Обычно в расчетах делимости в качестве барьеров деления берутся жидкокапельные барьеры, рассчитанные Майерсом и Святецким [4]. Эти барьеры с учетом оболочечных поправок в области тяжелых ядер хорошо согласуются с экспериментальными значениями (рис. 7). Поскольку деление легких и среднетяжелых ядер быстрыми частицами происходит при высоких энергиях возбуждения (≥ 50 МэВ), при которых, как известно, оболочечные эффекты исчезают [74], то при вычислении делимостей в качестве барьера деления необходимо использовать только жидкокапельную компоненту без оболочечных поправок. Как показано в [22], при этом удается описать энергетическую зависимость сечения деления среднетяжелых ядер быстрыми протонами.

В связи с расхождением экспериментальных данных с расчетами [58] следует отметить, что значения делимостей в работе [58] были получены при ряде упрощающих предположений. Главное из них — фиксированная энергия возбуждения делящихся ядер. Такая ситуация практически не реализуется в экспериментах на пучках протонов и γ -квантов средних и высоких энергий. Расчеты делимости ядер в зависимости от Z^2/A с учетом каскадной стадии взаимодействия, приводящей к широкому распределению остаточных ядер по энергии возбуждения и нуклонному составу, были выполнены в [21] для трех энергий налетающих протонов (рис. 9). Видно, что учет распределений остаточных ядер по энергии возбуждения и нуклонному составу проявляется в существенном изменении формы кривой делимости. Вследствие увеличения расчетных значений делимостей ядер в диапазоне массовых чисел $A = 100 \div 150$ исчезает резкий минимум в зависимости делимости от параметра Z^2/A . Приведенные на рис. 8 экспериментальные зависимости делимостей по своей форме качественно согласуются с расчетными. Однако в области легких ядер расхождение по абсолютному значению достаточно велико. Это расхождение можно уменьшить варьированием параметров плотности уровней и их отношения.

Определяющую роль при расчете делимостей играют не сами параметры плотности уровней, а их отношение a_f/a_n . Расчеты [21] были выполнены при значениях a_f/a_n от 1,02 до 1,07. Как видно из рис. 6 и 9, увеличение отношения a_f/a_n приводит к возрастанию расчетных значений делимости примерно на порядок. Однако, как видно из сравнения экспериментальных результатов с расчетами, используя фиксированное значение отношения a_f/a_n для всех ядер, нельзя описать всю совокупность экспериментальных данных в широком диапазоне изменения Z^2/A .

Недавние теоретические расчеты [75] отношений a_f/a_n , учитывающие зависимость плотности одночастичных состояний от объема,

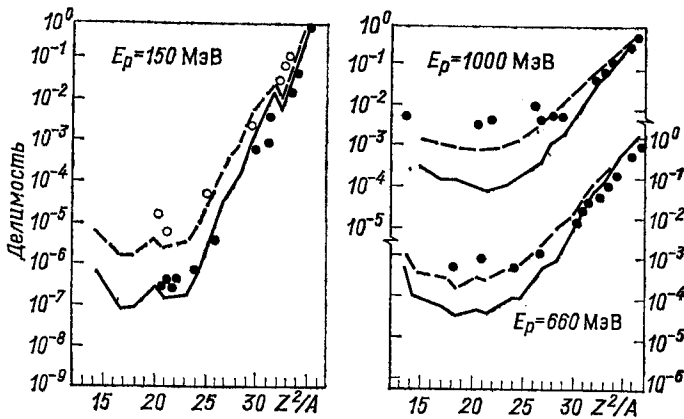


Рис. 9. Расчетные зависимости делимости ядер протонами различной энергии: сплошные кривые—расчет с $a_f/a_n=1,05$; 1,03 и 1,02 для $E_p=150$, 660 и 1000 МэВ соответственно; пунктирные кривые—расчет с $a_f/a_n=1,07$; 1,06 и 1,06 для $E_p=150$, 660 и 1000 МэВ соответственно; экспериментальные точки: для $E_p=150$ МэВ; \circ —работы [63,64]; \bullet —[65,68]; для $E_p=660$ МэВ из [66]; для $E_p=1000$ МэВ из [69]

поверхности и кривизны поверхности ядра, показали, что отношение a_f/a_n увеличивается по мере уменьшения массового числа ядра от значения 1,015 для ядра Fm до 1,14 для ядра Ni. Анализ экспериментов по делению ядер α -частицами [76], протонами с энергией 150—200 МэВ [64] и 1 ГэВ [24] показал, что отношение a_f/a_n растет при переходе от тяжелых ядер к легким (примерно от 1,03 для ^{209}Bi до 1,11 для ядер Ag).

Таким образом, из проведенного выше анализа можно сделать следующие выводы. Экспериментальная зависимость делимости ядер от параметра Z^2/A позволяет, очевидно, различать две области ядер: 1) среднетяжелых, где делимость экспоненциально падает с уменьшением Z^2/A , и 2) легких, где делимость не зависит от Z^2/A , но сильно зависит от энергии начальных частиц. Расчеты делимости на основе каскадно-испарительной модели и статистического

подхода Бора — Уилера показывают, что описания экспериментальных данных можно достичь использованием значений жидкокапельных барьеров деления и варьированием значений a_f/a_n в пределах от 1,02 до 1,11. Однако в [66] при сравнении экспериментальных данных с расчетом было показано, что для ядер Ag и Tl нельзя брать отношение a_f/a_n больше 1,06, и для объяснения полученных значений делимостей возникает необходимость понижения значений жидкокапельных барьеров примерно на 30—40 %. Это обстоятельство может быть обусловлено тем, что при переходе в область легких ядер начинает проявляться неустойчивость седловых форм относительно координаты массовой асимметрии; при этом представление о барьере деления, которое используется в стандартной модели жидкой капли, по-видимому, теряет смысл. Поэтому для получения информации о барьере деления и установления механизма процесса деления недостаточно измерений только делимостей ядер, а необходимо детально исследовать другие характеристики продуктов деления ядер.

3. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

В случае вынужденного деления характеристики продуктов распада во многом зависят от энергии возбуждения, импульса и углового момента делящегося ядра. Эти характеристики ядра определяются механизмом взаимодействия налетающей частицы с ядром мишени. При низких энергиях иницирующих деление частиц два доминирующих механизма взаимодействия ответственны за передачу энергии и импульса делящимся ядрам: реакции квазиупругого взаимодействия, приводящие к малой передаче импульса и энергии возбуждения, и реакции образования составного ядра, в результате которых импульс и энергия налетающей частицы полностью передаются составной системе. Увеличение энергии частиц приводит в случае протонов к сложному механизму нуклон-ядерных взаимодействий, обычно интерпретируемому в рамках модели внутриядерных каскадов (МВК) [17] и приводящему к образованию набора остаточных ядер с различным нуклонным составом, энергией возбуждения, импульсом и угловым моментом. При этом важным источником информации о свойствах делящихся остаточных ядер являющихся экспериментальные данные об угловых распределениях и угловых корреляциях осколков деления. Эти измерения позволяют извлечь информацию о продольной (по направлению пучка частиц) составляющей переданного импульса и связанной с ней энергии возбуждения делящихся ядер, а также оценить их средний угловой момент.

Необходимо подчеркнуть, что распределения делящихся ядер по продольной компоненте импульса $p_{||}$, энергии возбуждения E_f^* и углового момента l определяются не только соответствующими распределениями остаточных ядер, образующихся на первой стадии

взаимодействия налетающей частицы с ядром мишени, но и энергетическим порогом делительного канала распада остаточных ядер, т. е. барьером деления V_f . По этой причине особое значение имеет изучение угловых характеристик продуктов деления актиноидных ядер. Это связано с тем, что в силу большого значения делимости (см. разд. 2), определяемой малым барьером деления, результаты измерений на этих ядрах можно отнести ко всему спектру остаточных ядер, образующихся на первой стадии взаимодействия налетающих частиц с ядром мишени. Таким образом, измерение угловых характеристик продуктов деления актиноидных ядер дает возможность проследить изменение механизма взаимодействия различных частиц с ядрами в зависимости от их энергии и массы. Поэтому при анализе угловых распределений и угловых корреляций следует разделить данные, полученные для актиноидных и доактиноидных ядер.

Угловые распределения осколков деления. Угловые распределения осколков помимо информации, необходимой для определения сечений процесса деления, дают возможность оценить угловой момент и среднюю продольную составляющую скорости (импульса) делящихся ядер.

Наличие продольной составляющей скорости у делящихся ядер приводит к анизотропии угловых распределений осколков деления в лабораторной системе координат (л.с.к.); которая проявляется в преимущественном вылете осколков в переднюю полусферу относительно направления пучка иницирующих деление частиц (анизотропия «вперед — назад»). Анизотропия вперед — назад зависит от соотношения средней продольной составляющей скорости делящегося ядра $\langle v_{\parallel} \rangle$ и средней скорости осколков в системе центра масс (с.ц.м) $\langle V_f \rangle$ и определяется величиной $\langle \eta_{\parallel} \rangle = \langle v_{\parallel} \rangle / \langle V_f \rangle$. Угловые распределения осколков деления в с.ц.м. могут быть получены из угловых распределений в л.с.к. в результате преобразования, зависящего только от параметра $\langle \eta_{\parallel} \rangle$, исходя из требования симметрии углового распределения относительно угла 90° в с.ц.м. Возможность осуществления такого преобразования свидетельствует о том, что деление ядер происходит из состояния статистического равновесия.

Угловые распределения осколков деления в с.ц.м. дают возможность оценить среднее значение углового момента делящегося ядра. Действительно, анизотропия углового распределения осколков в с.ц.м., проявляющаяся в преимущественном вылете осколков под углами 0 и 180° по отношению к углу $90^\circ W (0^\circ)/W (90^\circ)$, является следствием наличия у делящегося ядра углового момента, ориентированного в плоскости, перпендикулярной направлению пучка иницирующих деление частиц, и в первом приближении определяется отношением квадрата углового момента делящегося ядра к его температуре: I^2/T [77].

Из экспериментальных данных, полученных при делении актиноидных ядер ^{238}U и ^{232}Th протонами в диапазоне энергий от 50 до 1000 МэВ [16, 78, 79], следует, что анизотропия угловых распреде-

лений осколков деления (с.ц.м.) уменьшается с ростом энергии протонов, и при энергиях выше 150—200 МэВ угловые распределения практически изотропны: $W(0^\circ)/W(90^\circ) \approx 1$. Сопоставление угловых распределений осколков, полученных при делении ядер ^{232}Th протонами, дейтронами и α -частицами с энергией до 1000 МэВ, показывает, что, наряду с общей тенденцией уменьшения анизотропии с ростом энергии налетающих частиц, ее значение при фиксированной энергии увеличивается при переходе от протонов к α -частицам. Полученные из анизотропии угловых распределений верхние оценки средних угловых моментов делящихся ядер, а также максимально возможные угловые моменты во входном канале реакций в случае деления ядер ^{232}Th протонами, дейтронами и α -частицами приведены

Таблица 1. Значения среднего углового момента делящихся ядер и предельного углового момента во входном канале реакций в зависимости от энергии вызывающих деление частиц [16]

Реакция	E , МэВ	$l_{\text{макс}}$, \hbar	$\langle l \rangle$, \hbar
$p + ^{232}\text{Th}$	140	25	4
	250	34	1
	500	49	1
	1000	70	1
$d + ^{232}\text{Th}$	70	25	13
	140	37	11
	500	72	5
	1000	102	5
$\alpha + ^{232}\text{Th}$	280	75	17
	1000	148	7

в табл. 1 [16]. Как видно, средние значения угловых моментов делящихся ядер малы и составляют незначительную долю от величины предельных угловых моментов во входном канале реакций. Сопоставление данных, приведенных в таблице, с угловыми моментами делящихся ядер в реакциях с тяжелыми ионами промежуточных энергий [13] показывает, что взаимодействие протонов промежуточных и высоких энергий приводит к минимальным значениям переданного углового момента делящихся ядер в сравнении как с α -частицами, так и с более тяжелыми ионами. Малые средние значения угловых моментов ядер в реакциях с протонами хорошо согласуются с результатами расчетов, выполненных в рамках МВК [16, 17].

Зависимость анизотропии угловых распределений (с.ц.м.) осколков деления доактиноидных ядер протонами от параметра Z^2/A мишени была установлена в экспериментах, выполненных только при энергиях протонов 155, 200 МэВ [64, 80]. Было показано, что анизотропия возрастает по мере уменьшения параметра Z^2/A в диапазоне ядер от U до Ta. Для более легких ядер Yb — Ag рост анизотропии прекращается, и ее значение остается на уровне $W(0^\circ)/W(90^\circ) \approx$

$\approx 1,2 \div 1,4$. Такое поведение анизотропии объясняется [80] увеличением доли актов распада, проходящих через стадию образования составного ядра, что связано с возрастанием барьеров деления и необходимостью передачи ядру большой энергии возбуждения. При этом деление легких ядер Yb — Ag происходит главным образом при образовании составных ядер в центральных столкновениях [64].

Необходимо отметить, что тенденция уменьшения анизотропии угловых распределений осколков деления с увеличением энергии протонов, установленная для актиноидных ядер, справедлива и для более легких ядер, таких, как Bi, Au, W [16, 78, 79, 81]. Учитывая это обстоятельство и принимая во внимание относительно малую анизотропию угловых распределений осколков при E_p , равной 155, 200 МэВ [64, 80], можно предположить, что при высоких энергиях протонов (выше нескольких сот мегаэлектрон-вольт) угловые распределения осколков деления доактиноидных ядер практически изотропны.

Возможно, что малая анизотропия угловых распределений осколков деления ядер протонами высоких энергий может быть связана не только с малым угловым моментом делящихся ядер, но также с дезориентацией угловых моментов ядер относительно направления пучка, вызванной вылетом нуклонов на каскадной стадии взаимодействия [82].

Данные о среднем значении продольной компоненты переданного импульса делящихся ядер, обычно извлекаемые из угловых распределений осколков (л.с.к.), мы обсудим ниже вместе с результатами, полученными из измерения угловых корреляций осколков деления.

Угловые корреляции осколков деления. Прямым методом получения информации о распределении делящихся ядер по продольной компоненте переданного импульса p_{\parallel} является метод, основанный на измерении угловых корреляций осколков деления, т. е. зависимости числа совпадений двух осколков от угла между направлениями их разлета [83]. В этом случае отклонение направлений разлета осколков от коллинеарности связано со значением p_{\parallel} делящегося ядра. В случае симметричного деления, когда один из осколков регистрируется под углом 90° к оси пучка, значение угла между направлениями разлета осколков θ связано с уже упоминавшейся величиной η_{\parallel} и продольной составляющей импульса (в МэВ/с) делящегося ядра следующими соотношениями:

$$\eta_{\parallel} = v_{\parallel}/V_f = [1 + 4 \operatorname{ctg}^2 \theta]^{-1/2};$$

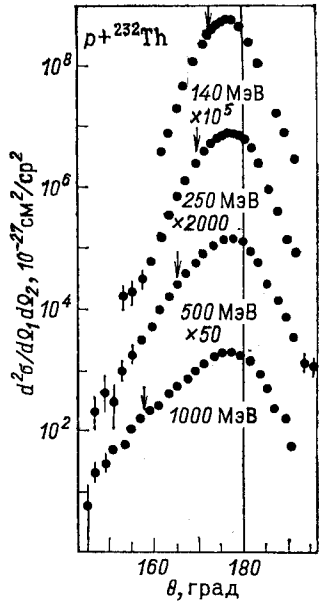
$$p_{\parallel} = \eta_{\parallel} V_f A, \quad (3)$$

где V_f — скорость осколка в системе делящегося ядра, которая может быть определена из систематики значений полных кинетических энергий E_K [84]. Необходимо заметить, что использование соотношений (3) для перехода к шкале импульсов приводит к некоторой неопределенности в вычислении p_{\parallel} , возникающей из-за пренебреже-

Рис. 10. Угловые корреляции осколков деления ядер ^{232}Th протонами различных энергий (сплошная линия при угле 180° соответствует коллинеарному разлету осколков [16])

ния эффектами массовой асимметрии и предположения о массе делящегося ядра A_f . Однако эти неопределенности, как правило, гораздо меньше экспериментальных погрешностей, связанных с точностью угловых измерений.

Важно подчеркнуть, что направления разлета осколков определяются как распределением делящихся ядер по размеру продольной составляющей импульса, приобретенного на первой стадии взаимодействия налетающей частицы с ядром, так и импульсами отдачи частиц, испускаемых в процессах испарения из ядра и возбужденных осколков. Вылет частиц приводит не только к дополнительной дисперсии



угловых корреляций в плоскости реакции $N(\theta)$, проходящей через ось пучка, но и к некопланарности направлений разлета осколков, что проявляется в наличии угловой корреляции в плоскости, перпендикулярной направлению пучка иницирующих деление частиц $N(\varphi)$. При этом вследствие законов сохранения угловые корреляции осколков вне плоскости реакции $N(\varphi)$ характеризуются значением угла $\langle\varphi\rangle = 0$. Основные тенденции изменения формы угловых корреляций осколков деления в плоскости реакции $N(\theta)$ в зависимости от энергии протонов, позволяющие судить об изменении характера протон-ядерных взаимодействий, могут быть прослежены из данных, полученных для актиноидных ядер, в частности, для ядер ^{238}U в диапазоне энергий 156 МэВ — 2,9 ГэВ [54, 85—87] и ядра ^{232}Th при энергиях от 140 МэВ до 1 ГэВ [16]. На рис. 10 приведены угловые корреляции осколков $N(\theta)$ при делении ядер ^{232}Th [16].

При энергиях 140—190 МэВ угловые корреляции осколков деления актиноидных ядер имеют вид нормальных распределений, максимум которых смещен от положения, соответствующего коллинеарному разлету осколков в направлении пучка протонов. Продольная составляющая переданного импульса, соответствующая максимуму угловой корреляции, составляет 50 % максимально возможного переданного импульса.

С увеличением энергии протонов форма распределений существенно изменяется, и при энергиях ≥ 500 МэВ угловые корреляции приобретают вид асимметричных распределений как за счет увеличения доли событий с большой передачей импульса, так и небольшого

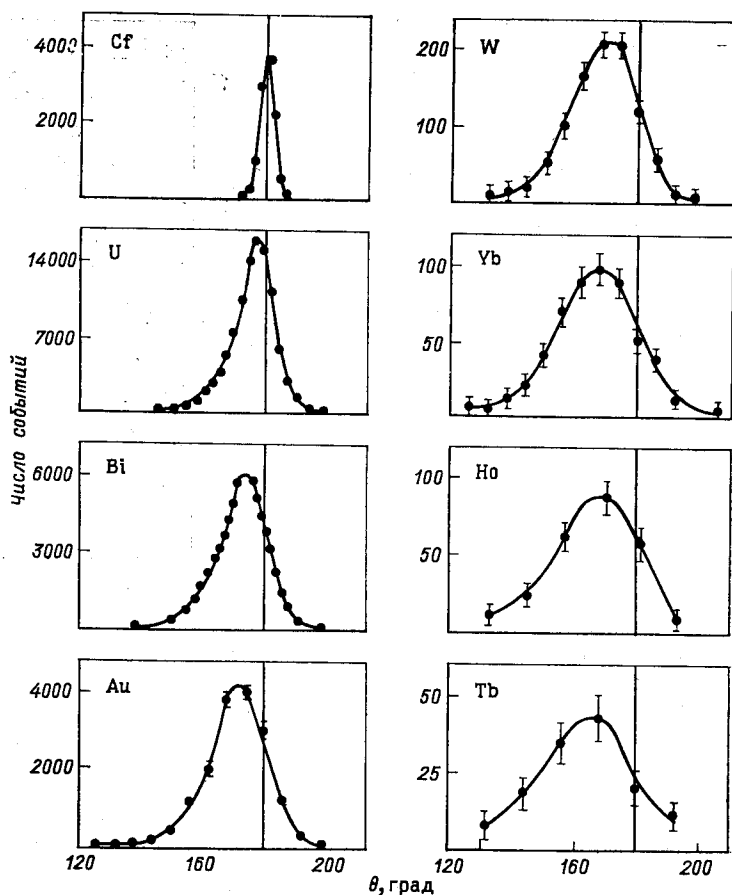


Рис. 11. Угловые корреляции осколков деления ядер протонами с $E_p = 1$ ГэВ и осколков спонтанного деления ^{252}Cf (сплошная линия соответствует коллинеарному разлету осколков [87, 89])

смещения максимума распределения в направлении 180° . При этом ширины на полувысоте распределений возрастают примерно вдвое с увеличением энергии от 140 до 500 МэВ. Однако при дальнейшем увеличении энергии форма распределений практически не меняется, на что указывает постоянство положения максимума и ширин на полувысоте распределений, полученных при энергиях 1 [87] и 2,9 ГэВ [54] ($\text{FWHM}_0 \approx 12 \div 13^\circ$).

Таким образом, из сопоставления угловых корреляций осколков деления актиноидных ядер, полученных в широком диапазоне энергий от 140 МэВ до 2,9 ГэВ, следует, что распределение остаточных ядер по размеру продольной составляющей переданного импульса,

по-видимому, существенно изменяется с увеличением энергии протонов в области энергий от 200 до 500 МэВ, а при дальнейшем увеличении энергии остается практически неизменным вплоть до энергии 2,9 ГэВ.

Систематические измерения угловых корреляций осколков деления доактиноидных ядер в плоскости реакции $N(\theta)$ были осуществлены в экспериментах при энергиях протонов 156, 190 МэВ [65, 85, 86], 600 МэВ [52, 66, 88] и 1 ГэВ [87, 89, 90]. Эти данные позволяют проследить изменение формы угловых корреляций осколков $N(\theta)$ в широком диапазоне изменения параметра Z^2/A . На рис. 11 приведены результаты, полученные при $E_p = 1$ ГэВ на ядрах от U до Tb [87, 89]. Там же для сравнения приведена угловая корреляция

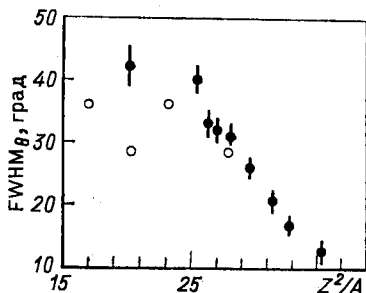


Рис. 12. Зависимость ширины на полувысоте угловых корреляций осколков деления ядер протонами от параметра Z^2/A ядра-мишени:

● — 1 ГэВ [87, 89, 90]; ○ — 0,6 ГэВ [52, 66, 88]

осколков спонтанного деления ^{252}Cf , характеризующая угловое разрешение системы регистрации. Наглядно проявляется возрастание отклонения среднего угла между направлениями разлета осколков от коллинеарности по мере уменьшения параметра Z^2/A . При этом наблюдаются увеличение ширины на полувысоте распределений и тенденция к их симметризации. Зависимость ширины угловых корреляций $FWHM_0$, полученных при энергиях протонов 0,6 и 1 ГэВ [52, 66, 87—90], от параметра Z^2/A ядра приведена на рис. 12. Можно отметить значительное возрастание ширины распределений по мере перехода от ядер U к ядрам тяжелых редкоземельных элементов ($Z^2/A \sim 26 \div 28$). Однако при дальнейшем уменьшении параметра Z^2/A , несмотря на большой разброс данных и большие экспериментальные неопределенности, можно констатировать отсутствие тенденции дальнейшего возрастания ширины угловых корреляций. Результаты, полученные при энергии протонов 156 и 190 МэВ [65, 85, 86] на ядрах от U до Ce, обнаруживают аналогичные тенденции сдвига средних значений угла и увеличения ширины на полувысоте угловых корреляций по мере перехода к легким ядрам. Однако в отличие от данных, полученных при $E_p = 1$ ГэВ, угловые корреляции для всех ядер имеют вид нормальных распределений, дисперсия которых слабо увеличивается по мере уменьшения параметра Z^2/A , а средние значения угла, начиная с ядра Ta, близки к значениям, соответствующим полной передаче импульса налетающего протона

и образованию составных ядер. Из результатов измерений угловых корреляций вне плоскости реакции $N(\varphi)$ следует, что ширины на полувысоте распределений FWHM_φ в пределах экспериментальных погрешностей равны ширинам соответствующих распределений в плоскости реакций FMHM_θ как в случае актиноидных, так и доактиноидных ядер [16, 53, 54, 86, 91].

Среднее значение продольной составляющей переданного импульса и энергия возбуждения делящихся ядер. Среднее значение продольной составляющей переданного импульса $\langle p_{\parallel} \rangle$ является важной количественной характеристикой процесса взаимодействия налетающей частицы с ядром мишени. Она определяется соотношениями (3) для среднего угла между направлениями разлета осколков $\langle \theta \rangle$, значение которого получают обычно в результате усреднения угловой корреляции $N(\theta)$ без учета распределения по углу φ вне плоскости реакции. В [16] было показано, что пренебрежение распределением по углу между направлениями разлета осколков вне плоскости реакции приводит к небольшому, но систематическому занижению значения среднего угла $\langle \theta \rangle$, а следовательно, и величины $\langle p_{\parallel} \rangle$. Однако так как в большинстве экспериментов измерялось только распределение $N(\theta)$, обсуждаемые ниже значения $\langle p_{\parallel} \rangle$ соответствуют средним значениям угла, полученным только из измерений угловых корреляций в плоскости реакции.

Рассмотрим прежде всего зависимость среднего значения продольной составляющей переданного импульса $\langle p_{\parallel} \rangle$ как от энергии, так и от массы налетающих частиц. Эти данные представляют интерес для выяснения вопроса о максимально возможном импульсе и связанной с ним максимальной энергии возбуждения, передаваемой ядрам в глубоконеупругих протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях. Как уже отмечалось, сравнение результатов, полученных на протонах и тяжелых ионах при различных энергиях, правомерно проводить, основываясь только на данных, полученных для актиноидных ядер, делимость которых близка к единице. На рис. 13 [16] приведены значения средней продольной составляющей импульса делящихся актиноидных ядер, отнесенной к массе налетающей частицы, полученные на протонах, дейтронах, α -частицах и более тяжелых ионах ^{12}C , ^{16}O и ^{20}Ne в диапазоне энергий от 10 МэВ/нуклон до 2—3 ГэВ/нуклон [16, 54, 81, 83, 86, 87, 92—96]. Как видно из данных, приведенных на рис. 13, при энергиях ≥ 70 МэВ/нуклон значения $\langle p_{\parallel} \rangle / A_{\text{и}}$ для всех частиц составляют малую долю от значений, соответствующих полной передаче импульса (сплошная кривая). При этом если в случае протонов и дейтронов можно считать, что значение $\langle p_{\parallel} \rangle / A_{\text{и}}$ в пределах экспериментальных погрешностей слабо меняется в диапазоне энергии 140—2900 МэВ, то в реакциях с α -частицами и более тяжелыми ионами значения $\langle p_{\parallel} \rangle / A_{\text{и}}$ уменьшаются с энергией налетающих частиц. Интересно отметить, что при энергии 1000 МэВ/нуклон полный переданный импульс $\langle p_{\parallel} \rangle$ в реакциях с α -частицами приблизительно такой же, как и в случае протонов.

Эффективность передачи импульса во взаимодействиях протонов и тяжелых ионов с ядрами хорошо видна из данных, представленных на рис. 14, где приведены измеренные в экспериментах максимальные значения средних величин переданного импульса в реакциях различных ионов с актиноидными ядрами в широком диапазоне энергий. Видно, что в отличие от протонов в реакциях с ионами ($A_{и} = 4 \div 20$ а.е.м.) наблюдаемые максимальные значения $\langle p_{\parallel} \rangle_{\text{макс}}/A_{и}$ не превышают (190 ± 20) МэВ/с.

При переходе от ядер актиноидной области к более легким ядрам из-за экспоненциального уменьшения делимости ядер прецизионные

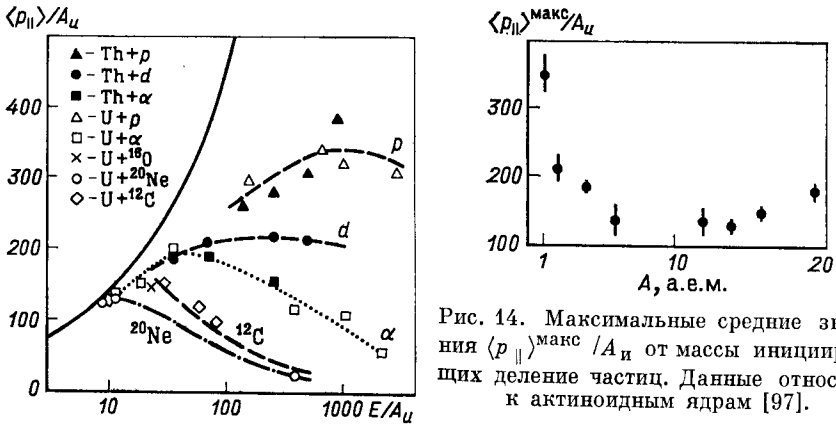


Рис. 14. Максимальные средние значения $\langle p_{\parallel} \rangle_{\text{макс}} / A_{и}$ от массы инициирующей частицы. Данные относятся к актиноидным ядрам [97].

Рис. 13. Зависимость $\langle p_{\parallel} \rangle$ от энергии инициирующих деление частиц. Обе величины отнесены к массе налетающего иона $A_{и}$. Сплошная линия соответствует полной передаче импульса. Рисунок из работы [16]

измерения угловых корреляций осколков деления становятся чрезвычайно трудоемкими. Поэтому число экспериментальных данных быстро падает с уменьшением массы ядра. В табл. 2 приведена сводка значений $\langle p_{\parallel} \rangle$, полученных в экспериментах по измерению как угловых корреляций, так и угловых распределений осколков в реакциях протонов различных энергий с ядрами U, Th, Au, W. Несмотря на недостаток экспериментальных данных, ранее отмеченная слабая зависимость от энергии значений $\langle p_{\parallel} \rangle$ для ядер U и Th, по-видимому, характерна и для более легких ядер, таких, как Bi, Au, W. В то же время значения средней продольной составляющей импульса $\langle p_{\parallel} \rangle$ увеличиваются по мере перехода от актиноидных ядер к более легким.

Зависимость $\langle p_{\parallel} \rangle$ от параметра Z^2/A ядра может быть прослежена из данных, полученных при $E_p = 1$ ГэВ [23, 87, 89, 98] (рис. 15). Там же приведены значения $\langle p_{\parallel} \rangle$ для ядер Yb, Tь, La, Ag и Y, пересчитанные нами из данных по угловым корреляциям, полученным при $E_p = 0,6$ ГэВ [52, 66, 88], а также данные для других ядер,

Т а б л и ц а 2. Зависимость среднего значения продольной составляющей импульса делящихся ядер от энергии протонов

Мишень	E_p , ГэВ	$\langle p_{\parallel} \rangle$, МэВ/с	Литература
U	0,156	296 ± 100	[85]
	0,660	366 ± 39	[99]
	1,0	340 ± 75	[79]
	1,0	327 ± 24	[87]
	2,9	310	[54]
Th	0,140	263 ± 35	[16]
	0,250	281 ± 35	[16]
	0,500	308 ± 35	[16]
	1,0	385 ± 35	[16]
Bi	0,156	464 ± 56	[85]
	0,660	444 ± 65	[99]
	1,0	480 ± 45	[79]
	1,0	481 ± 24	[87]
	2,9	445	[91]
Au	0,156	498	[85]
	1,0	556 ± 30	[87]
Ta	0,200	630 ± 60	[80]
	0,660	625 ± 144	[81]
W	1,0	675 ± 40	[87]
	1,0	850 ± 200	[79]
Re	1,0		

полученные из угловых корреляций и измерений анизотропии угловых распределений при $E_p = 0,6 \div 1$ ГэВ [16, 99]. Как видно из рис. 15, значения $\langle p_{\parallel} \rangle$ в диапазоне ядер от урана до редкоземельных элементов возрастают с уменьшением параметра Z^2/A ядра-мишени, причем этот рост хорошо аппроксимируется линейной функцией [87] (прямая на рис. 15):

$$\langle p_{\parallel} \rangle = 2556 - 57,3 Z^2/A, \quad (4)$$

где $\langle p_{\parallel} \rangle$ выражено в МэВ/с.

Однако в районе ядер тяжелых редкоземельных элементов рост прекращается и значение $\langle p_{\parallel} \rangle$ остается в пределах экспериментальных погрешностей практически постоянным при дальнейшем уменьшении параметра Z^2/A на уровне ~ 800 МэВ/с, что составляет чуть меньше 50 % максимально возможного переданного импульса при $E_p = 1$ ГэВ.

Интерпретация зависимости $\langle p_{\parallel} \rangle$ от Z^2/A может быть проведена, если принять во внимание связь между средней продольной составляющей переданного импульса $\langle p_{\parallel} \rangle$ и средней энергией возбуждения ядер $\langle E^* \rangle$. Взаимосвязь величин $\langle p_{\parallel} \rangle$ и $\langle E^* \rangle$ была установлена в экспериментах по делению ядер протонами и тяжелыми ионами, в которых наряду с угловыми корреляциями осколков были измерены полные нуклонные потери [54, 56, 100, 101] и множественность легких заряженных частиц [94]. Было показано, что полные нуклонные потери, прямо связанные с энергией возбуждения, линейно увеличиваются с ростом переданного импульса [100, 101]. Кроме того,

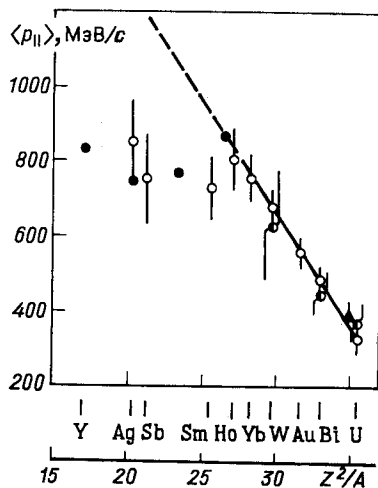


Рис. 15. Зависимость средних значений продольных составляющих переданных импульсов от параметра Z^2/A ядра-мишени: ○ — данные работ [23, 87, 89, 98]; ● — [52, 66, 88]; ▲ — [16]; ◐ — [81, 99]. Прямая линия — соотношение (4)

возрастание энергии возбуждения с ростом $\langle p_{\parallel} \rangle$ находит свое отражение как в увеличении ширины угловых корреляций осколков деления в плоскости реакции FWHM_{θ} в зависимости от полных нуклонных потерь [100, 101], так и в увеличении ширины угловых корреляций осколков вне плоскости реакции FWHM_{ϕ} в зависимости от продольной составляющей импульса [16, 54].

Таким образом, можно считать, что зависимость средней продольной составляющей импульса от параметра Z^2/A отражает изменение средней энергии возбуждения делящихся ядер. Это качественно подтверждается зависимостью ширины угловых корреляций осколков деления ядер протонами с энергией 1 ГэВ (см. рис. 12), которая по своему виду подобна зависимости $\langle p_{\parallel} \rangle$ от Z^2/A .

Количественная оценка средней энергии возбуждения может быть сделана на основе соотношения, полученного в рамках МВК и связывающего среднюю продольную составляющую переданного импульса $\langle p_{\parallel} \rangle$ со средней энергией возбуждения остаточных ядер $\langle E^* \rangle$, образующихся в результате внутриядерного каскада [102]:

$$\langle E^* \rangle / E_{\text{макс}}^* = 0,75 \langle p_{\parallel} \rangle / p_{\text{макс}}, \quad (5)$$

где $E_{\text{макс}}^*$ и $p_{\text{макс}}$ — максимально возможные значения энергии и переданного импульса, реализующиеся в случае образования составного ядра. Несмотря на то, что соотношение (5) получено для всей совокупности остаточных ядер, его применимость для оценки $\langle E^* \rangle$ делящихся ядер подтверждается результатами расчетов по МВК с включением делительного канала распада возбужденных остаточных ядер [23, 103]. Вычисленные с помощью соотношения (5) значения $\langle E_f^* \rangle$ приведены в табл. 3. Там же приведены значения $\langle E_f^* \rangle$,

Таблица 3. Оценка средней энергии возбуждения делящихся ядер

Мишень	$\langle E^* \rangle^*$, МэВ	$\langle E^* \rangle^{**}$, МэВ	$\langle E^* \rangle^{***}$ расч., МэВ
^{238}U	145	—	—
^{209}Bi	213	200 ± 40	—
^{187}Au	245	300 ± 40	290
естW	298	350 ± 40	370
естYb	332	—	—
^{165}Ho	354	—	—
естSm	323	300 ± 40	385
естSb	339	290 ± 60	380
естAg	377	310 ± 40	380

* Значения получены на основе данных о $\langle p_{\parallel} \rangle$ из соотношения (4) [90, 98].

** Значения, полученные из данных по измерению полных нуклонных потерь [90].

*** Результаты расчета по МВК [23].

полученные из данных по измерению полных нуклонных потерь в процессе деления ядер протонами с энергией 1 ГэВ [90]. Как видно, оба способа определения энергии возбуждения делящихся ядер удовлетворительно согласуются между собой.

Следует отметить, что зависимость средней продольной составляющей импульса и энергии возбуждения делящихся ядер от параметра Z^2/A удивительным образом коррелирует с ходом зависимости делимости ядер $\sigma_f/\sigma_{\text{in}}$ от Z^2/A (см. рис. 8). Экспоненциальное уменьшение делимости соответствует линейному росту $\langle p_{\parallel} \rangle$, а для ядер с $Z^2/A < 27$ постоянство делимости сопровождается выходом на «насыщение» зависимости $\langle p_{\parallel} \rangle$ от Z^2/A . При этом увеличение $\langle p_{\parallel} \rangle$ и $\langle E_f^* \rangle$ делящихся ядер с уменьшением массы ядра-мишени в диапазоне ядер от ^{238}U до ядер редкоземельных элементов можно считать следствием увеличения барьеров деления, в результате которого из всей совокупности остаточных ядер отбираются ядра со значительной энергией возбуждения, необходимой для реализации процесса деления. Выход на «насыщение» зависимостей $\langle p_{\parallel} \rangle$ и $\langle E_f^* \rangle$ от Z^2/A в области ядер с $Z^2/A \leq 26 \div 28$ можно объяснить, основываясь на предположении о существовании предельных значений переданного импульса

и энергии возбуждения, которые могут быть переданы ядрам в результате взаимодействия с частицами высоких энергий [98, 104]. Действительно, в области насыщения отношение средней энергии возбуждения к массе мишени достигает значений 3—4 МэВ/нуклон, что в модели ферми-газа при нормальной ядерной плотности соответствует температуре $T \approx 5$ МэВ. Возможность образования сильно-возбужденных ядер с температурой $T \approx 5$ МэВ была установлена в реакциях деления ядер U, Th, Au [105] и Kг [106] ионами углерода с энергией 30—85 МэВ/нуклон. Вывод о существовании предельной энергии возбуждения ядер ($E^*/A \approx 3$ МэВ/нуклон) при энергии ≥ 2 ГэВ независимо от массы ядра-мишени и налетающих частиц следует также из анализа энергетической зависимости вероятности образования остаточных ядер в процессах испарения [107].

4. КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

На рис. 16 приведены экспериментальные данные о среднем значении полной кинетической энергии двух осколков $E_K = E_1 + E_2$, полученные при делении среднетяжелых и легких ядер протонами

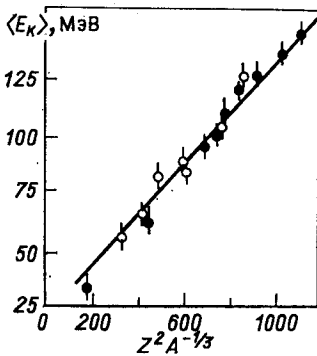


Рис. 16. Средние полные кинетические энергии осколков: ● — $E_p = 1$ ГэВ [23, 90, 108]; ○ — $E_p = 600$ МэВ [66, 88]. Прямая линия — эмпирическое соотношение Виола (6)

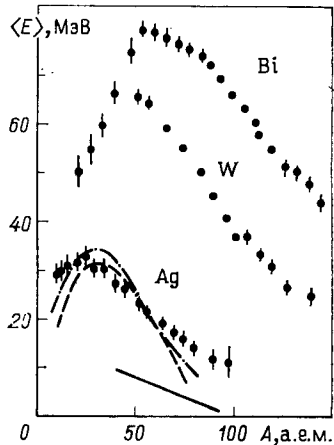


Рис. 17. Зависимость средней кинетической энергии осколков от их массы. Пояснения см. в тексте.

промежуточных энергий [23, 66, 88, 90, 108] в зависимости от параметра $Z^2/A^{1/3}$. Так как измеренные кинетические энергии соответствуют осколкам после вылета из них частиц в процессе сброса энергии возбуждения, то в экспериментальные значения $\langle E_K \rangle_0$ введена поправка на эффект эмиссии частиц (главным образом нейтронов) с помощью выражения

$$\langle E_K \rangle = \langle E_K \rangle_0 / (1 - \langle n \rangle / \langle A_f \rangle),$$

где $\langle n \rangle$ и $\langle A_f \rangle$ — средние значения потери нуклонов из осколков и массы делящегося ядра. Видно, что в пределах экспериментальных погрешностей значения $\langle E_K \rangle$, полученные при разных энергиях протонов, согласуются между собой. Все данные, представленные на рис. 16, свидетельствуют о линейной зависимости средней полной кинетической энергии осколков деления исследованных ядер от $Z^2/A^{1/3}$, что соответствует представлению о кулоновском происхождении кинетической энергии осколков и согласуется с эмпирической зависимостью Виола [84], полученной для тяжелых ядер:

$$\langle E_K \rangle = 0,1071 Z^2/A^{1/3} + 22,2 \text{ МэВ.} \quad (6)$$

Анализ имеющихся данных по измерению $\langle E_K \rangle$ показывает, что $\langle E_K \rangle$ в пределах нескольких мегаэлектрон-вольт, во-первых, не зависит от энергии и массы налетающих частиц [23, 88, 91, 109—111]. Во-вторых, $\langle E_K \rangle$ подчиняется как систематике Виола, так и расчетной зависимости $\langle E_K \rangle$ от Z^2/A (см. сравнение на рис. 8 в [66]), полученной в МЖК, являясь, таким образом, устойчивой характеристикой делящихся ядер. Модификация эмпирического соотношения (6) за счет привлечения новых данных, полученных в реакциях с тяжелыми ионами [112], дает более крутой наклон для зависимости $E_K(Z^2/A^{1/3})$. Отметим, однако, что согласие данных по делению легких ядер протонами с модифицированной зависимостью ухудшается.

По совокупности имеющихся данных можно сделать заключение, что ширины распределений по полной кинетической энергии FWHM_{E_K} при делении ядер частицами промежуточных энергий с уменьшением массового числа ядра-мишени и ростом энергии налетающих частиц растут, но изменение их очень незначительное и проявляется только при заметном изменении значений энергии протонов и массового числа. Так, например, для деления ^{209}Bi получены значения FWHM_{E_K} , равные 23 и 28 МэВ для $E_p = 156 \text{ МэВ}$ [109] и 1 ГэВ [89] соответственно. В то же время ширины спектров при делении ядра Тб протонами с E_p , равной 600 МэВ [66] и 1 ГэВ [108], практически совпадают. Данные, приведенные в табл. 4 для ряда ядер, взятые из работ [89, 108], выполненных при $E_p = 1 \text{ ГэВ}$, демонстрируют зависимость FWHM_{E_K} от массового числа ядра-мишени. В соответствии с предсказаниями МЖК ширина распределений по полной кинетической энергии осколков должна слабо уменьшаться с уменьшением пара-

Таблица 4. Зависимость ширин распределений по полной кинетической энергии от массового числа ядра-мишени

Ядро-мишень	^{209}Bi	^{197}Au	^{184}W	^{173}Yb	^{165}Ho	^{150}Tb	^{150}Sm
FWHM_{E_K} , МэВ	$28 \pm 0,5$	$28 \pm 0,5$	$32 \pm 0,5$	$32 \pm 0,5$	$30 \pm 1,0$	32 ± 2	34

метра делимости ядра при фиксированной температуре [7]. Имея в виду, что при переходе к более легким ядрам, как указывалось в разд. 3, средняя энергия возбуждения делящихся ядер растет, что должно проявиться в увеличении дисперсии распределения по E_K , можно считать, что приведенные в табл. 4 данные не противоречат предсказаниям МЖК.

На рис. 17 приведены зависимости средних кинетических энергий одиночных осколков деления ядер протонами с энергией 1 ГэВ от их массы для ядер Bi, W и Ag [23]. Видно, что зависимости $\langle E_1 \rangle (A_1)$ для представленных ядер имеют форму, качественно согласующуюся с ожидаемой формой зависимости энергии кулоновского расталкивания двух деформированных осколков в точке разрыва (штрихпунктирная линия на рис. 17 — результат расчета [22, 24]). Пунктирная линия на рис. 17 представляет собой расчетную зависимость $\langle E_1 \rangle (A_1)$, обусловленную кулоновским взаимодействием:

$$E_K = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + d}$$

двух недеформированных осколков (A_1, Z_1) и (A_2, Z_2) на расстоянии $d = 2$ фм между ними ($r_0 = 1,44$ фм). На этом же рисунке сплошной линией приведена экспериментальная зависимость средней кинетической энергии остаточных ядер, образованных в реакциях глубокого расщепления ядер Ag [113]. Видно, что в этом случае кинетические энергии остаточных ядер существенно меньше по сравнению с каналом двойного деления. Из сопоставления имеющихся экспериментальных данных по измерению кинетических энергий одиночных продуктов неупругих взаимодействий с данными, полученными при делении ядер, следует, что вплоть до ядер-мишеней в районе Ni — Cu [90] наблюдается заметное различие в значениях $\langle E_1 \rangle (A_1)$, соответствующих продуктам реакций глубокого расщепления и деления.

5. МАССОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

Наиболее важным при изучении механизма деления высоковозбужденных ядер представляется выявление общих, качественных закономерностей в поведении параметров массовых распределений, связанных с изменением массового числа или параметра Z^2/A ядра-мишени. Детальное сравнение параметров массовых распределений, полученных в разных экспериментах, затруднено, так как характеристики спектров масс могут зависеть от кинематических условий того или иного эксперимента, например от углового диапазона регистрации совпадающих осколков [65, 89, 101]. Поэтому далее в основном будут обсуждаться данные экспериментов, проведенных в одинаковых условиях для широкого круга ядер.

В работе [23] с помощью метода времени пролета исследовались массовые распределения продуктов деления ядер, образующихся

при взаимодействии протонов с энергией 1 ГэВ с ядрами-мишенями от Вi до Ni. Полученные в этой работе распределения и их параметры представлены на рис. 18 и в табл. 5. Так как массы исследуемых

Таблица 5. Средние значения и дисперсии экспериментальных и расчетных массовых распределений осколков деления ядер [23, 90]. $\langle A_f \rangle$, FWHM_{A_f} — параметры полученных в расчете распределений делящихся ядер по массе A_f

Ядро-мишень	Эксперимент		Расчет			
	$\langle A_1 \rangle$, а.е.м.	σ_{A_1} , а.е.м.	$\langle A_1 \rangle$, а.е.м.	σ_{A_1} , а.е.м.	$\langle A_f \rangle$, а.е.м.	FWHM_{A_f} , а.е.м.
^{209}Bi	95 ± 2	$15,8 \pm 0,1$	92	15,4	196	16
^{197}Au	84 ± 2	$17,8 \pm 0,1$	84	17,2	187	10
^{184}W	75 ± 2	$21,2 \pm 0,2$	76	19,7	174	8,5
естSm	60 ± 2	$23,8 \pm 0,4$	56	27,5	140	8
естSb	47 ± 3	$18,5 \pm 0,6$	45	22,3	112	6
естAg	39 ± 2	$20,6 \pm 0,3$	37	23,7	97	5
естNi	25 ± 3	$10,3 \pm 0,1$	—	—	—	—

ядер-мишеней сильно различаются, то для удобства сравнения распределения, приведенные на рис. 18, преобразованы в распределения по величине массовой асимметрии

$$A_1/A_2 = A_1/(A_f - A_1) \simeq A_1/(2 \langle A_1 \rangle - A_1),$$

где $\langle A_1 \rangle$ — среднее значение массового распределения осколков деления из табл. 5. Обсудим более детально эволюцию средних значений массовых распределений, их ширину и форму в зависимости от массы делящегося ядра и энергии возбуждения.

Средние значения массовых распределений и полные нуклонные потери. Средние значения массовых распределений конечных продуктов деления высоковозбужденных ядер, полученные в результате времяпролетных измерений, позволяют определить полные нуклонные потери, сопровождающие процесс деления. Действительно, среднее значение полных нуклонных потерь представляет собой разность сумм массовых чисел ядра-мишени A_M и налетающей частицы и удвоенного среднего значения массового распределения осколков $\langle A_1 \rangle$:

$$\langle \Delta A \rangle = (A_M + 1) - 2 \langle A_1 \rangle.$$

К сожалению, экспериментальные данные по измерению нуклонных потерь при делении ядер протонами промежуточных энергий крайне фрагментарны, так как получены для отдельных, в основном тяжелых, ядер при различных энергиях протонов [54, 91, 114], что не дает возможности проследить энергетическую зависимость нуклонных потерь. На основании имеющихся данных можно отметить, что, как и следовало ожидать, абсолютные значения нуклонных потерь при

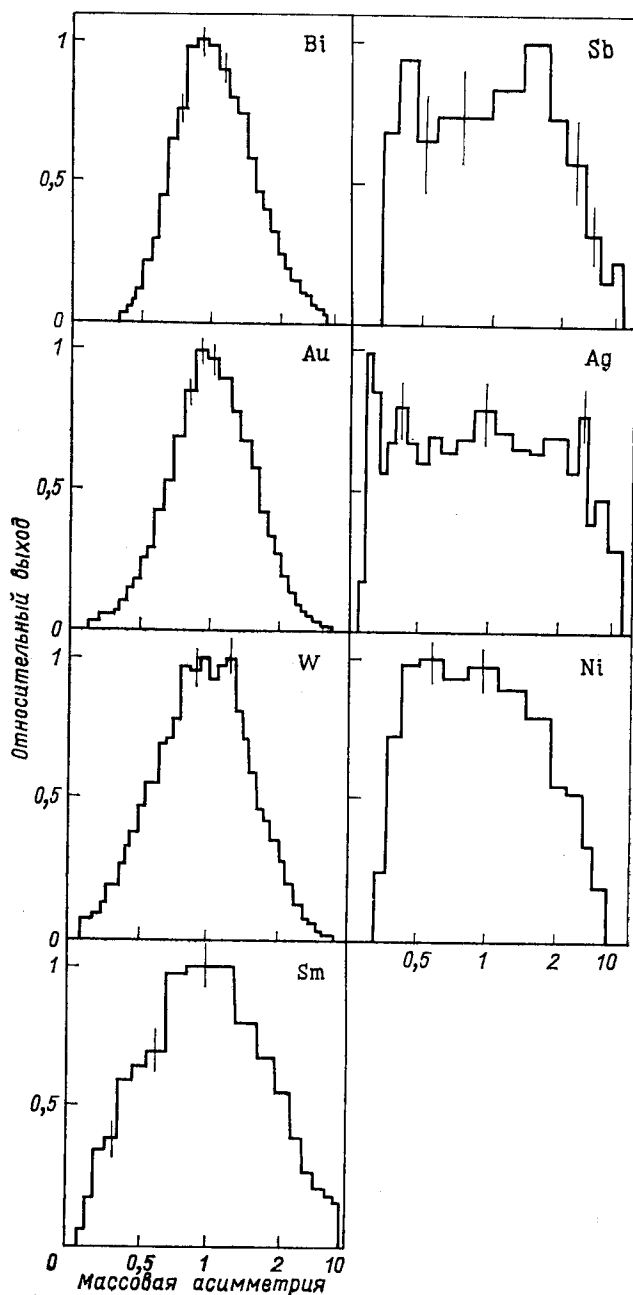


Рис. 18. Массовые распределения осколков деления ядер протонами с энергией 1 ГэВ [23,90]

деления U и Bi возрастают при увеличении энергии протонов от 1 [90, 114] до 2,9 ГэВ [54, 91].

Данные о зависимости $\langle \Delta A \rangle$ от параметра Z^2/A ядра-мишени для широкого круга ядер получены только при $E_p = 1$ ГэВ [90]. На рис. 19 приведены результаты работы [90] по измерению $\langle \Delta A \rangle$. В силу того что в эксперименте [24, 90] не было существенных кинематических ограничений на угол разлета двух коррелированных осколков, можно считать, что представленные данные характеризуют всю совокупность делящихся ядер. Полные нуклонные потери, как

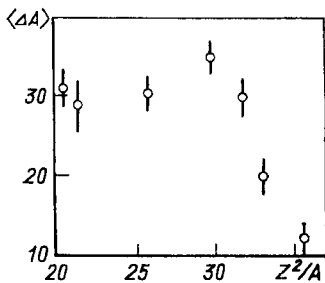


Рис. 19. Средние полные нуклонные потери при делении ядер протоном с $E_p = 1$ ГэВ [90]

видно из рис. 3, складываются из нуклонных потерь на каскадной стадии реакции и на стадии испарения из делящегося ядра и возбужденных осколков и являются мерой энергии возбуждения делящихся ядер. Для оценки средней энергии возбуждения $\langle E^* \rangle$ обычно предполагается, что на испускание нуклона затрачивается в среднем постоянное значение энергии возбуждения, составляющее 10—12,5 МэВ/нуклон [54, 103]. Видно, что данные о нуклонных потерях подтверждают сделанное выше на основании значений $\langle p_{\parallel} \rangle$ заключение о насыщении средней энергии возбуждения делящихся ядер в диапазоне ядер-

мишеней W — Ag. Кроме того, из табл. 3 видно, что полученные оценки $\langle E^* \rangle$ неплохо согласуются между собой.

Ширины массовых распределений. При сравнении спектров масс осколков деления среднетяжелых и легких ядер используют, как правило, значения относительных ширин массовых распределений, т. е. относят измеренные значения FWHM_{A_1} к массе делящегося ядра A_f . Этот параметр является полуколичественной характеристикой, поскольку относится к массовым распределениям, форма которых заметно отличается от гауссовой уже для ядер в районе W (рис. 18). На рис. 20, а приведена зависимость от параметра Z^2/A относительных ширин массовых распределений для ядер Bi, Au, W, Sm, Sb, Ag, Ni из работы [90], полученных с помощью метода времени пролета. Сильный рост значений экспериментальных ширин массовых распределений при уменьшении Z^2/A от 30 до 20 из-за постоянства средней энергии возбуждения в этом диапазоне ядер (W — Ag, см. табл. 3) не может быть объяснен зависимостью FWHM_{A_1} от температуры делящихся ядер [7]. Вопрос о тенденции изменения ширин в области ядер Ag — Ni, по-видимому, не может быть решен на основании данных только для одного ядра Ni и требует дальнейших экспериментальных исследований. Линия на рис. 20 представляет собой расчет по МЖК [7]. Резкое увеличение расчетных ширин в районе $Z^2/A \sim 20$ связано с существованием критического значения параметра

ра делимости X_0 , предсказываемого теорией. Видно, что экспериментальные данные качественно согласуются с предсказаниями МЖК.

Данные по измерению относительных ширин массовых распределений, полученных в [52, 65], в которых применялся метод $E_1 \times E_2$, приведены на рис. 20, б. Из сравнения результатов, полученных разными методами (рис. 20, а и б), видно, что в области тяжелых и среднетяжелых ядер согласие данных удовлетворительное. В то же время для более легких ядер ($Z^2/A \leq 24 \div 25$) данные, полученные двумя методами, не согласуются между собой. Анализ причин

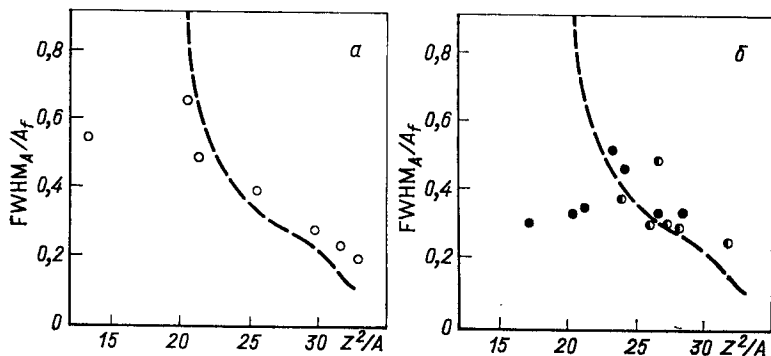


Рис. 20. Зависимость относительных ширин массовых распределений продуктов деления, вызываемого протонами разных энергий, от Z^2/A : а— \circ —1 ГэВ [90]; б— \bullet —600 МэВ [52]; \bullet —190 МэВ [65]. Линия—предсказание МЖК с критическим значением параметра делимости $X_0=0,39$ [7]

подобного расхождения данных, проведенный в [24], показал, что, по-видимому, метод получения массовых распределений, основанный на измерении только кинетических энергий осколков, нельзя считать корректным при изучении деления легких высоковозбужденных ядер. В этом случае дополнительная дисперсия в измеряемые кинетические энергии вносится, во-первых, за счет испускания большого числа частиц из осколков; во-вторых, из-за наличия среди них заряженных частиц (протонов, α -частиц и т. д.). Поэтому при делении легких ядер роль статистических флуктуаций становится определяющей в нарушении связи между измеряемым в эксперименте отношением энергий и отношением масс осколков.

Форма массовых распределений. Чтобы проследить эволюцию формы массовых распределений осколков деления высоковозбужденных ядер, будем использовать только данные времяпролетных измерений. Из рис. 18 видно, что массовые распределения продуктов деления ядер Bi, Au и W протонами с энергией 1 ГэВ имеют вид нормальных распределений Гаусса с максимумом, соответствующим симметричному разделению, при котором $A_1/A_2 = 1$. Такая форма массовых распределений наблюдалась в широком диапазоне изменения энергии начальных частиц и практически не зависит от энергии

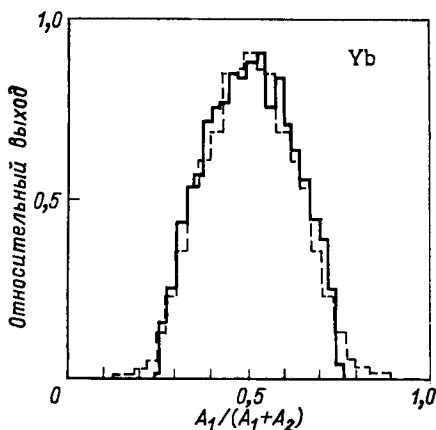


Рис. 21. Массовые распределения осколков деления Yb протонами: пунктир — $E_p=600$ МэВ [52]; сплошная линия — $E_p=1$ ГэВ [108]

протонов (рис. 21). В то же время массовые распределения для более легких ядер Sb, Ag и Ni имеют форму, резко отличающуюся от гауссовой. Эти распределения характеризуются увеличенным выходом масс, соответствующим асимметричному разделению, и практически равномерным массовым распределением продуктов двойного распада ядер. При таком разграничении спектров масс по их форме на две группы (Bi — W и Sb — Ni) массовое распределение продуктов для ядра Sm является, по-видимому, переходным, демонстрируя черты, присущие тем и другим распределениям. Следует отметить, что для представленных на рис. 18 массовых распределений более легких ядер (группа Sb — Ni) параметры других характеристик процесса, как-то: энергетические распределения и угловые корреляции согласуются с тенденцией изменения этих величин, установленной при делении тяжелых и среднетяжелых ядер [53, 108]. Поэтому нет оснований считать, что приведенные на рис. 18 массовые распределения существенно искажены за счет вклада продуктов от других мод распада.

Эффекты асимметрии в массовых распределениях. Экспериментальное наблюдение эволюции форм массовых распределений от гауссоподобных к равномерным и зависимость их ширины от параметра Z^2/A представляются очень интересными в связи с предсказанием в МЖК явления неустойчивости седловых форм (НСФ) делящихся ядер относительно координаты массовой асимметрии образующихся осколков. Как было показано во введении, это предсказание должно найти отражение в U-образной форме массовых распределений при делении ядер вблизи X_0 (см. рис. 2). Экспериментальные попытки обнаружить предсказанное явление массовой неустойчивости в массовых распределениях продуктов двойного распада в области среднетяжелых и легких ядер были предприняты в различных работах [66, 88, 108, 115, 116]. Так, например, в [115] были измерены массовые распределения продуктов распада ядер, образующихся при взаимодействии ионов ^{32}S с энергией около 170 МэВ с ядрами в диапазоне изменения массового числа 59—89. В результате было установлено увеличение ширины массовых распределений по мере уменьшения массы распадающейся системы, при этом для самых легких сис-

тем наблюдалось асимметричное распределение продуктов. Однако наличие исходной массовой асимметрии во входном канале затрудняет однозначную интерпретацию полученных результатов из-за сложности выделения вклада реакций глубоконеупругих передач.

Более удобны для интерпретации массовые распределения, полученные в реакциях с протонами. При этом в [23] не обнаружено ожидаемого проявления массовой неустойчивости в виде роста выхода масс по мере увеличения параметра массовой асимметрии. Однако здесь следует обратить внимание на то обстоятельство, что

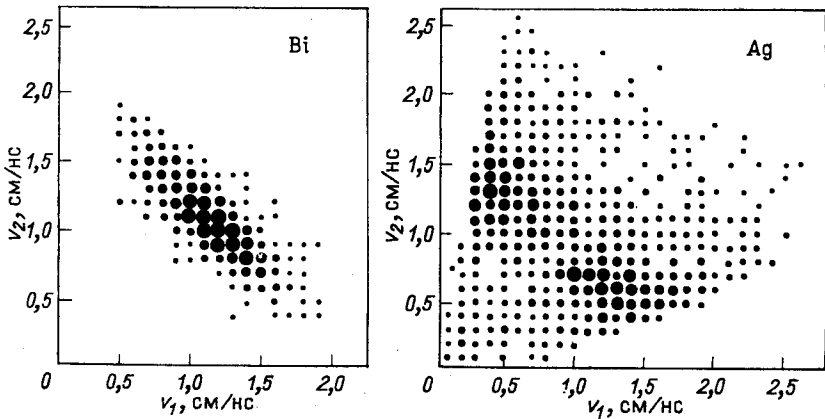


Рис. 22. Двумерные распределения по скоростям совпадающих осколков деления ядер Bi и Ag протонами с энергией 1 ГэВ [23]

времяпролетные измерения дают информацию о конечных массах осколков, а предсказание МЖК относится к мгновенным осколкам (до вылета из них частиц). Так как энергии возбуждения делящихся ядер велики (см. табл. 3), то из-за испарения нуклонов возбужденными осколками массовое распределение конечных продуктов может заметно отличаться от распределения масс мгновенных осколков в точке разрыва.

В связи с изложенным выше ясно, что экспериментальное наблюдение асимметрии массового распределения осколков деления легких ядер затруднено и требует либо отбора событий, соответствующих сравнительно небольшим энергиям возбуждения делящихся ядер, либо анализа таких характеристик продуктов деления, на которые в меньшей степени оказывает влияние процесс испарения частиц из возбужденных осколков. Можно ожидать, что процесс испарения менее всего искажает распределение осколков по скоростям, поскольку в с. п. м. испарение носит изотропный характер. Полученные в эксперименте [23] двумерные распределения по скоростям осколков деления ядер Bi и Ag протонами с энергией 1 ГэВ представлены на рис. 22. Видно, что если отношения скоростей осколков деления ядер

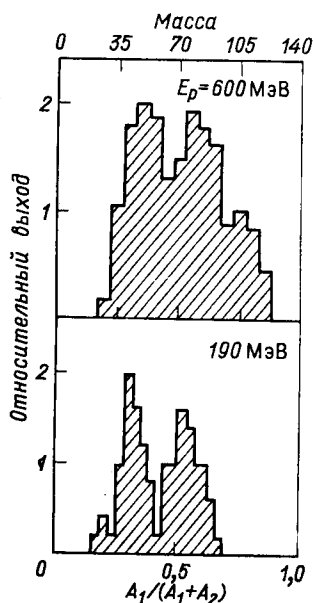


Рис. 23. Распределения осколков, образующихся при делении Се протонами с $E_p = 600$ МэВ [52] и 190 МэВ [65], по относительной массе $A_1/(A_1 + A_2)$

Vi группируются в симметричной области, то соответствующее распределение для ядер Ag носит асимметричный характер. Анализ этих распределений позволяет сделать качественное заключение о виде массового спектра осколков в момент разрыва. Так, для ядра Ag массовое распределение мгновенных продуктов, в отличие от ядра Vi, характеризуется ярко выраженной асимметрией. Что касается ядра Sm, то измеренное распределение скоростей осколков, как и массовое распределение (см. рис. 18), носит, скорее всего, переходный характер: диапазон отношений скоростей такой же, как в случае ядра Ag, но максимум распределения, как и для ядра Vi, приходится на симметричную область [90]. На основании полученных результатов

по измерению ширин массовых распределений и скоростных корреляций продуктов в работе [23] делается заключение, что наблюдаемое равномерное массовое распределение осколков деления для ядер-мишеней вблизи Ag соответствует асимметричному массовому распределению мгновенных осколков в точке разрыва.

В работе [117], выполненной на тяжелых ионах с использованием обратной кинематики (налетающие ионы тяжелее ядер мишени), получено асимметричное зарядовое распределение фрагментов, происхождение которых может быть с большим основанием, чем в [115, 116], отнесено за счет распада возбужденного составного ядра. Эти результаты подтверждают заключение о том, что переход в область массовой неустойчивости действительно имеет место в районе массовых чисел ядер $A \sim 100$.

Наряду с обнаружением изменения формы массовых распределений при делении легких ($A \sim 100$) ядер, которое связывается с неустойчивой массовой асимметрией, в работах, выполненных на протонах с энергией 190 [65] и 600 МэВ [52, 88], представлены результаты, указывающие на наличие устойчивой массовой асимметрии при делении ядер в районе $A \sim 140$. На рис. 23 представлены результаты для ядра Се, полученные двумя группами. Подобное массовое распределение наблюдалось в работе [88] и для ядра La. Эта асимметрия подобна асимметрии, наблюдаемой при делении актиноидов. Авторы объясняют ее проявление при столь высоких энергиях возбуждения ($E^* \sim 200$ МэВ), когда оболочечные эффекты должны бы исчезать, тем, что барьер деления, соответствующий

разделению ядра на два осколка с заметно отличающимися массами, может быть меньше барьера, соответствующего симметричному делению. Заметим, что эти результаты получены методом $E_1 \times E_2$ и нуждаются в проверке с привлечением методов прямого измерения массы осколков.

Анализ массовых распределений в рамках статистической теории деления. В этом разделе представлен анализ процесса деления ядер быстрыми частицами в рамках каскадно-испарительной модели, учитывающей наряду с испарением частиц возможность деления возбужденного ядра. Успешное применение каскадно-испарительной модели для анализа неупругих взаимодействий быстрой частицы с ядром, включая и реакции глубокого расщепления ядер [118, 119], дает основание считать, что такой подход хорошо описывает как спектр энергий возбуждения, занесенных в ядро на каскадной стадии реакции, так и процесс распада возбужденного ядра, связанный с испарением частиц.

Если деление актиноидных ядер происходит как при высоких, так и при низких энергиях возбуждения, что связано с малыми барьерами деления ядер (см. рис. 7) и большой ролью испарения частиц перед делительной стадией реакции, то деление ядер с $A < 210$ происходит при высоких энергиях возбуждения. Поэтому описание характеристик продуктов деления в первом случае требует детального анализа таких структурных эффектов, как оболочечные поправки и форма барьера деления. В то же время во втором случае можно использовать для анализа процесса деления статистическую модель Фонга [20] без учета оболочечных эффектов, влиянием которых при высоких энергиях возбуждения ядра можно пренебречь. Основой для анализа процесса деления во втором случае может служить МЖК, которая предсказывает изменение формы массовых распределений осколков деления [7]. При этом остановимся только на наиболее общих чертах МЖК, не анализируя различные ее модификации.

Перейдем к сравнению экспериментальных результатов с результатами расчета в рамках каскадно-испарительной модели и статистической теории деления. Приведенные на рис. 24 экспериментальные и расчетные массовые распределения [23, 24] показывают, что результаты расчета хорошо воспроизводят основные параметры экспериментальных распределений. Рассчитанные при этом средние значения нуклонных потерь не зависят от используемой в расчете конкретной модели деления. Поэтому совпадение экспериментальных и расчетных средних значений массовых распределений осколков деления (см. табл. 5) свидетельствует о том, что каскадно-испарительная модель правильно отражает черты как процесса возбуждения, так и последующего процесса снятия этого возбуждения. Форма массовых распределений осколков деления также хорошо воспроизводится в рамках статистической картины разделения ядра и МЖК для очень широкого диапазона ядер. Это обстоятельство, а также хорошее согласие экспериментальных данных с расчетами угловых

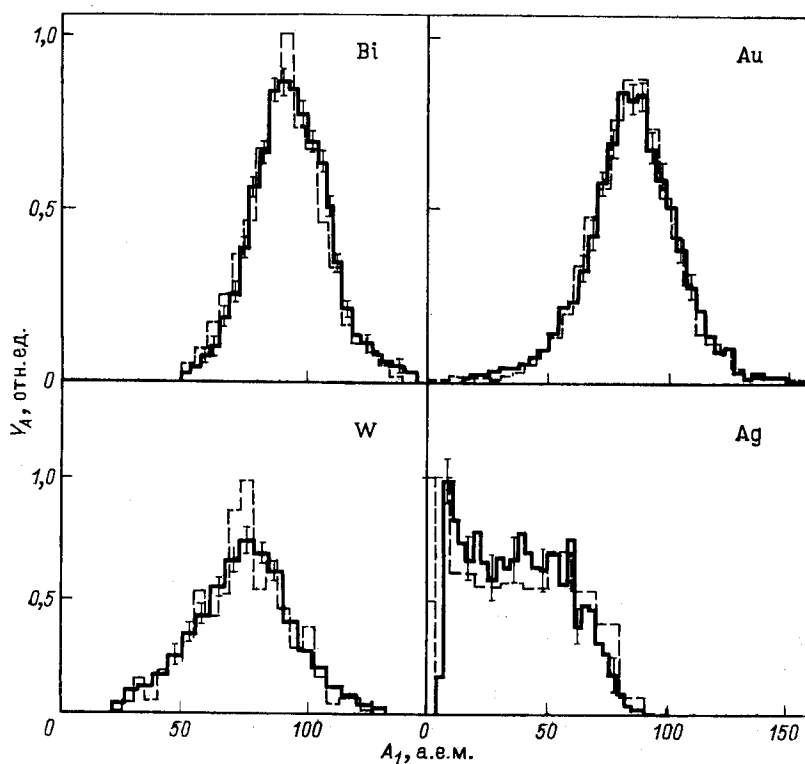


Рис. 24. Сравнение экспериментальных (сплошная линия) и расчетных (пунктирная линия) массовых распределений осколков деления ядер протонами с энергией 1 ГэВ [23, 24]

корреляций осколков деления ядер (рис. 25) показывают, что статистическая модель Фонга и МЖК позволяют правильно описать поведение высоковозбужденной ядерной системы. Необходимо отметить, однако, сложный многостадийный характер механизма реакции, что, на первый взгляд, ограничивает возможности подробного анализа механизма деления в рамках МЖК. Тем не менее расчет хорошо воспроизводит не только средние значения массовых распределений осколков деления, но и изменение их форм при переходе от среднетяжелых к легким ядрам, которое предсказывается в МЖК.

Поэтому попытаемся разобраться в тех процессах, которые обуславливают наблюдаемые в эксперименте массовые распределения осколков деления. Среди факторов, которые, наряду со свойствами делящейся системы в момент разрыва, могут оказывать существенное влияние на массовые распределения осколков, можно отметить следующие:

- а) набор делящихся ядер по массам A_i ;

Рис. 25. Угловые корреляции осколков деления ядер Bi и Ag протонами с $E_p = 1$ ГэВ [23]. Гистограмма — расчет [23]

б) распределение делящихся ядер по энергии возбуждения E_f^* ;
в) процесс испарения частиц из возбужденных осколков.

На рис. 26 приведены расчетные распределения масс делящихся ядер, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 1 ГэВ с ядрами Au, W и Ag. Как видно, эти распределения достаточно узкие, с ширинами FWHM_{A_f} (см. табл. 5), уменьшающимися по мере уменьшения массы ядра-мишени. Поэтому первый из перечисленных выше факторов не может оказывать существенного влияния на качественное изменение формы массовых распределений осколков при переходе от среднетяжелых к легким ядрам.

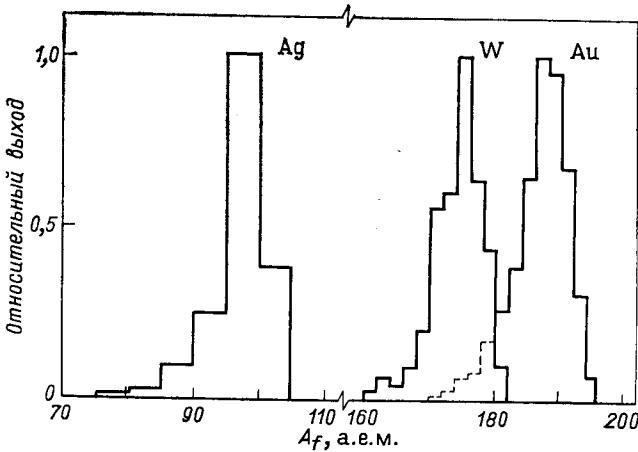


Рис. 26. Расчетные распределения масс делящихся ядер, образующихся при взаимодействии протонов с $E_p = 1$ ГэВ с ядрами Au, W, Ag [23]

Что касается спектров по энергии возбуждения делящихся ядер, то, как видно из рис. 27, они являются широкими для всех исследуемых ядер. При этом наблюдаются заметное увеличение средней энергии возбуждения делящихся ядер при переходе от Bi к W и примерное постоянство значений $\langle E_f^* \rangle$ для более легких ядер (см. табл. 3).

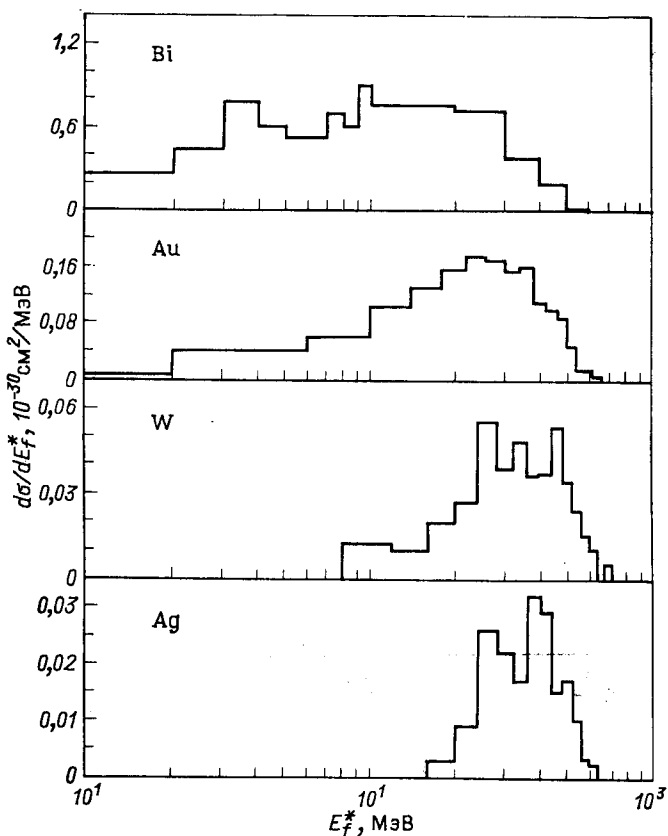


Рис. 27. Расчетные распределения по величине энергии возбуждения E_f^* делящихся ядер при $E_p = 1$ ГэВ [23]

Заметим, что полученные в расчете средние значения энергий возбуждения согласуются с их значениями, извлекаемыми из экспериментальных данных по угловым корреляциям и нуклонным потерям. Так как массовые распределения осколков деления являются результатом усреднения по широкому спектру энергий возбуждения делящихся ядер, то интересно выяснить, каким образом энергия возбуждения делящегося ядра влияет на параметры формы массовых распределений осколков деления. С этой целью был проведен расчет зависимости ширины массового распределения осколков деления от энергии возбуждения для делящегося ядра ^{209}Bi . Выбор делящегося ядра обусловлен тем, что область ядер вблизи Bi наиболее хорошо изучена в экспериментальном отношении. Чтобы избежать необходимости учета влияния углового момента на ширины массовых распределений, для сравнения с расчетом были отобраны эксперимен-

тальные данные, полученные в реакциях с относительно легкими частицами. Из рис. 28 видно, что расчет, основанный на описанном выше статистическом подходе, качественно воспроизводит экспериментальную зависимость в широком интервале энергий возбуждения.

Интересно провести сравнение результатов расчетов с экспериментальными распределениями осколков деления ядер ^{238}U при различных энергиях протонов [55, 120, 121]. Деление урана происходит при достаточно низких энергиях возбуждения E_f^* , и здесь

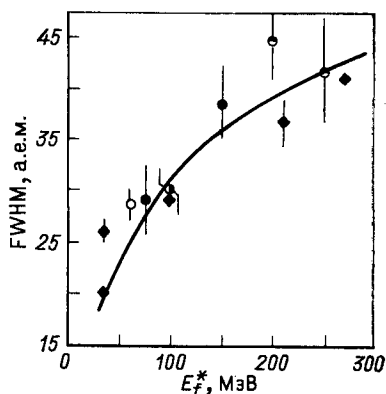


Рис. 28. Зависимость ширины массовых распределений осколков деления ядер Bi от энергии возбуждения:

точки — компиляция экспериментальных данных из [23]: \blacklozenge — $p + \text{Bi}$; \circ — $\alpha + \text{Bi}$; \bullet — $^{20}\text{Ne} + \text{Re}$; \circ — $^{14}\text{N} + \text{Au}$; \bullet — $^{24}\text{Mg} + \text{Ta}$. Линия — расчетная зависимость для ядер Bi [23]

необходим учет оболочечных эффектов. Поскольку учет оболочечных эффектов не может быть эффективно реализован в рамках каскадно-испарительной модели из-за вычислительных трудностей, то для анализа деления урана быстрыми протонами в [22] был избран следующий подход. Если пренебречь отличием в значениях A_f и Z_f от A и Z ядра-мишени, то для описания массовых распределений продуктов низкоэнергетического деления можно использовать экспериментальные распределения, полученные при делении тяжелых ядер медленными частицами, которые были взяты из [122]. Предполагая, что такое же массовое распределение получается и в том случае, если деление тяжелого ядра, вызванное быстрыми частицами, происходит при низкой энергии возбуждения ($E_f^* < 30$ МэВ), и используя статистическую модель без учета оболочечных эффектов для описания высокоэнергетического деления, удастся объяснить массовые распределения продуктов деления ядер урана быстрыми протонами (см. пунктирную кривую на рис. 29). Видно также, что такой подход правильно отражает и зависимость ширины этого распределения от энергии частиц. Поскольку вклад высокоэнергетического деления изменяется с энергией протонов, то приведенные результаты показывают, что используемая при анализе процесса деления версия каскадно-испарительной модели и статистической теории деления [20, 123, 124] хорошо описывает процесс занесения энергии возбуждения в ядро, вероятность деления и характеристики продуктов деления высоковозбужденных ядер.

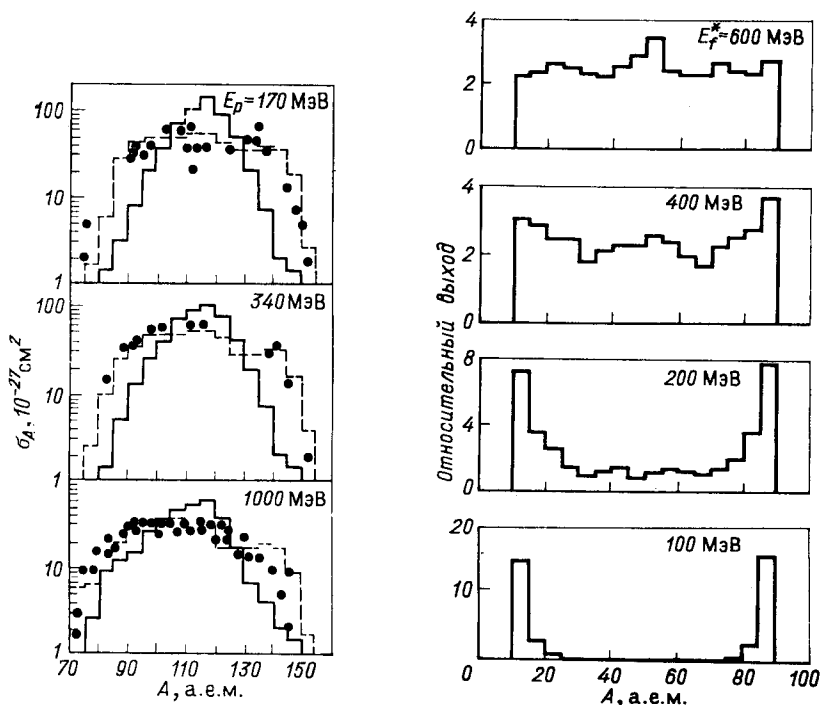


Рис. 29. Массовые распределения продуктов деления ядер ^{238}U при различных энергиях протонов E_p :

точки — экспериментальные данные [55, 120, 121]. Гистограммы: сплошная — расчет без учета оболочечных эффектов как для высокоэнергетического, так и для низкоэнергетического деления; пунктирная — расчет без учета оболочечных эффектов для высокоэнергетического деления и с использованием экспериментальных данных, содержащих эти эффекты, для низкоэнергетического

Рис. 30. Расчетные массовые распределения осколков деления ядер ^{100}Rh при различных энергиях возбуждения

Полученное согласие расчетов ширин с экспериментальными данными для тяжелых и среднетяжелых ядер в зависимости от энергии возбуждения и хорошее описание массового распределения продуктов деления ядер Ag протонами с энергией 1 ГэВ позволило авторам работ [23, 24] провести анализ влияния энергии возбуждения делящегося ядра на массовое распределение для легких ядер. На рис. 30 приведены рассчитанные при различных фиксированных энергиях возбуждения массовые распределения осколков деления ядра ^{100}Rh в точке разрыва (т. е. до испускания частиц из осколков). Если для среднетяжелых ядер с уменьшением энергии возбуждения массовое распределение осколков деления становится уже, то для легких ядер оно становится резко асимметричным. Подобная асимметрия в массовых распределениях характеризует переход в область неустойчи-

ности седловых форм делящихся ядер относительно координаты массовой асимметрии образующихся осколков [7, 12].

По мере увеличения энергии возбуждения делящихся ядер все более существенным становится процесс испарения частиц из возбужденных осколков. При делении среднетяжелых ядер этот процесс приводит к изменению среднего значения и ширины массового распределения продуктов деления (рис. 31), что связано с прямой зависимостью числа испущенных частиц от массы осколка. Такая зависимость при распаде высоковозбужденных ядер экспериментально

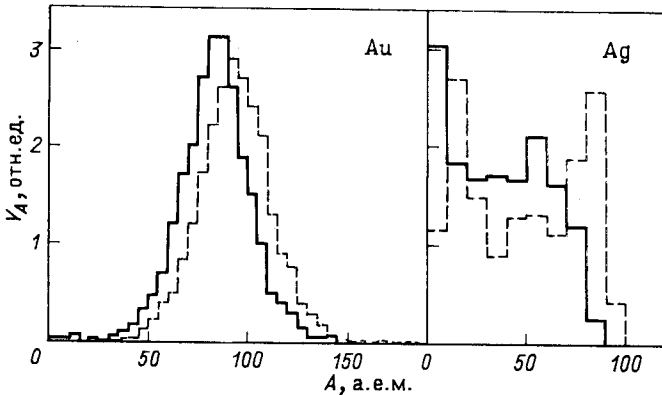


Рис. 31. Расчетные массовые распределения осколков деления ядер Au и Ag до (— — —) и после (—) испарения частиц из осколков [23]

подтверждается результатами работ [125, 126]. Из сопоставления распределений, приведенных на рис. 27 и 30, можно ожидать, что при делении ядер Ag асимметрия массового распределения осколков до испарения частиц должна быть более ярко выраженной, нежели наблюдаемая форма экспериментального массового распределения. Действительно, как показывает расчет, массовое распределение осколков деления ядер Ag протонами с энергией 1 ГэВ до испарения из них частиц, т. е. в точке разрыва, является асимметричным (рис. 31). [Подобное асимметричное распределение наблюдалось в скоростных спектрах (см. рис. 22).] Испарение частиц из высоковозбужденных осколков сглаживает асимметрию и делает массовое распределение равномерным. Таким образом, можно считать, что наблюдаемое в эксперименте изменение формы массовых распределений продуктов деления ядер легче Sm по сравнению с тяжелыми ядрами Bi, Au, W, как и изменение характера распределений по скоростям осколков, свидетельствует о переходе в область массовой неустойчивости.

В заключение этого раздела отметим, что появившиеся в последнее время данные по делению ядер пионами [110] выпадают из систематики протон-ядерных взаимодействий. Достаточно сказать, что

соотношение ширины угловых корреляций для ядер ^{238}U ($\sim 20^\circ$) и ^{197}Au (14°) не повторяет тенденций, отмеченных в протон-ядерных соударениях, а измеренные массовые распределения для всех ядер-мишеней (^{238}U , ^{209}Bi , ^{197}Au) значительно шире, чем спектры масс осколков деления, вызываемого протонами. В настоящее время удовлетворительного объяснения этих результатов не имеется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение процесса деления ядер быстрыми частицами позволяет провести анализ механизма деления высоковозбужденных ядер. Делящиеся ядра можно разделить на три области:

- 1) актиноидные (тяжелые) ядра;
- 2) среднетяжелые ядра: от области редкоземельных элементов до актиноидов;
- 3) легкие ядра (редкоземельные и более легкие).

Такое разделение отражает отличие в основных чертах механизма деления ядер. Так, деление ядер в области 1) происходит в основном при низких энергиях возбуждения, поэтому описание характеристик продуктов деления в этом случае требует детального анализа структурных эффектов, таких, как оболочечные поправки и форма барьера деления.

Деление в областях 2) и 3) происходит при больших энергиях возбуждения, и описание этого процесса может быть проведено без учета оболочечных эффектов в рамках МЖК. Однако процесс деления в областях 2) и 3) качественно различен. Если в области 2) можно говорить о седловых формах делящегося ядра, то переход в область 3) связан с переходом в область массовой неустойчивости, что сопровождается изменением формы массовых распределений продуктов деления от симметричной в области 2) к асимметричной в области 3). Можно отметить, что качественно этот эффект проявляется не только в массовых распределениях, но и в поведении зависимостей делимости ядер f , средних полных нуклонных потерь $\langle \Delta A \rangle$ и среднего значения продольной компоненты переданного импульса $\langle p_{\parallel} \rangle$ от параметра Z^2/A при делении протонами. При переходе из области 2) в область 3) характер этих зависимостей меняется, и для всей области 3), как можно видеть из рис. 8, 15, 19, значения упомянутых величин остаются постоянными.

Строго говоря, процесс образования двух фрагментов в области 3) нельзя рассматривать как традиционный процесс деления, характеризующийся прохождением ядра через седловую точку. Для описания сечения такого процесса подход Бора — Уилера [1] оказывается неприменимым, так как здесь нет ни понятия седловой точки, ни традиционного понятия барьера деления. Вычисление вероятности такого процесса может быть проведено лишь в динамическом подходе, учитывающем все возможные фазовые траектории коллективного движения ядра из основного состояния до точки разрыва. В то

же время модель жидкой капли позволяет рассчитать потенциальные энергии делящихся ядер при различных деформациях, а статистическая модель воспроизводит характеристики продуктов деления, которые определяются свойствами осколков в точке разрыва.

По нашему мнению, для более глубокого понимания изменения механизма деления высоковозбужденных ядер требуется более детальное исследование характеристик продуктов бинарного распада ядер в области редкоземельных элементов и ядер легче Ag.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohr N., Wheeler J. A. // Phys. Rev. 1939. Vol. 56. P. 426—450.
2. Френкель Я. И. // ЖЭТФ. 1939. Т. 9. С. 641—653.
3. Бор О., Мотгелсон Б. Структура атомного ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1971. Т. 1. 456 с.; 1977. Т. 2. 664 с.
4. Myers W. D., Swiatecki W. J. // Arkiv Fys. 1967. Vol. 36. P. 343—352; Ann. Phys. 1974. Vol. 84. P. 186—210.
5. Hasse R. W. // Ann. Phys. 1971. Vol. 68. P. 377—461.
6. Krappe H. J., Nix J. R. // Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Rochester, 1973. Vol. 1. P. 159—176.
7. Nix J. R. // Nucl. Phys. 1969. Vol. A130. P. 241—292.
8. Businaro U. L., Gallone S. // Nuovo cimento. 1957. Vol. 5. P. 315—317.
9. Носов В. Г. // Материалы международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. М.: Физматгиз, 1958. Т. 2. С. 234—236.
10. Струтинский В. М. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 1571—1581; ЖЭТФ, 1963. Т. 45. С. 1900—1907.
11. Cohen S., Swiatecki W. J. // Ann. Phys. 1963. Vol. 22. P. 406—437; Ibid. 1962. Vol. 19. P. 67—164.
12. Moretto L. G. // Nucl. Phys. 1975. Vol. A247. P. 211—230.
13. Delagrangé H. // Ann. Phys. Fr. 1982. Vol. 3. P. 193—228.
14. Plasil F. // J. Phys. 1980. Colloque C-10. Vol. 41. N 12. P. 183—199.
15. Weidenmüller H. A. Preprint Max Plank Institute. Heidelberg, 1978. Vol. 29.
16. Saint-Laurent F., Conjeaud M., Dayras R. e.a. // Nucl. Phys. 1984. Vol. A422. P. 307—326.
17. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
18. Гангрский Ю. П., Далхсурен Б., Марков Б. Н. Осколки деления. М.: Энергоатомиздат, 1986; Обухов А. И., Перфилов Н. А. // УФН. 1967. Т. 92. С. 621—677.
19. Недорезов В. Г., Ранюк Ю. П. // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. С. 279—417.
20. Fong P. // Phys. Rev. 1978. Vol. C17. N 5. P. 1731—1734; Statistical theory of fission. N. Y., 1969.
21. Pjčinov A. S., Cherepanov E. A., Chigrinov S. E. // Z. Phys. 1978. Vol. A287. P. 37—43.
22. Нестеров М. М., Петров В. Ф., Тарасов Н. А. // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1131—1133.
23. Andronenko L. N., Kotov A. A., Nesterov M. M. e.a. // Z. Phys. 1984. Vol. A318. P. 97—110.
24. Андроненко Л. Н., Вайшнене Л. А., Котов А. А. и др. Препринт ЛИЯФ-882, Ленинград, 1983.
25. Goulding F. S., Harvey V. G. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1975. Vol. 25. P. 167—240.
26. Гангрский Ю. П., Марков Б. Н., Ципенюк Ю. М. // ПТЭ. 1974. № 5. С. 7—19.
27. England J. B. A. // J. Phys. E: Scientific Instr. 1976. Vol. 9. P. 233—251.

28. Northcliff L. C., Schilling R. F.//Nucl. Data Tables A. 1970. Vol. 7. P. 233—463.
29. Schiessl Ch., Wagner W., Hartel K.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 192. P. 291—294.
30. Wilkins B. D., Fluss M. J., Kaufman S. B. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1971. Vol. 92. P. 381—391.
31. Kassirov S. A., Kovshevny G. G., Kotov A. A. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 119. P. 301—305.
32. Finch E. C., Asghar M., Forte M. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 142. P. 539—552.
33. Schmitt H. W., Kiker W. E., Williams C. W.//Phys. Rev. 1965. Vol. B137. P. 837—847.
34. Kaufmann S. B., Steinberg E. P., Wilkins B. D. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 115. P. 47—55.
35. Bass R., Czarnecki J., Zitzmann R.//Nucl. Instrum. and Methods. 1975. Vol. 130. P. 125—133; Fulbright H. W.//Ibid. 1979. Vol. 162. P. 21—28.
36. Quade U., Rudolph K., Siegert G.//Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 164. P. 435—436.
37. Oed A., Geltenbort P., Gönnerwein F. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 205. P. 455—459.
38. Zebelman A. M., Meyer W. G., Halbach K. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 141. P. 439—447.
39. Stelzer H.//Nucl. Instrum. and Methods. 1976. Vol. 133. P. 409—413.
40. Wiza J. L.//Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 162. P. 587—601.
41. Oed A., Barreau G., Gönnerwein F. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 179. P. 265—270.
42. Kotov A. A., Neubert W., Andronenko L. N. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 178. P. 55—60.
43. Neubert W., Kotov A. A., Andronenko L. N. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 204. P. 453—461.
44. Зайдель В., Зодан Х., Лукьянов С. М. и др.//ПТЭ. 1983. № 4. С. 52—58.
45. Gönnerwein F.//Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна: ОИЯИ, 1983. С. 449—464.
46. Oed A., Geltenbort P., Gönnerwein F.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 205. P. 451—453.
47. Armbruster P., Asghar M., Bocquet J. P. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1976. Vol. 139. P. 213—222.
48. Terrel J.//Phys. Rev. 1962. Vol. 127. P. 880—904.
49. Patin Y., Cierjacks S., Lachkar J. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 160. P. 471—485.
50. Armbruster P.//J. Phys. (Paris) C-5. 1976. Vol. 37. P. 161—175.
51. Cabot C., Ngo C., Peter J., Tamain B.//Nucl. Instrum. and Methods. 1974. Vol. 114. P. 41—48.
52. Gustafsson H.-A., Hylten G., Schroder B., Hagebo E.//Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 769—772.
53. Андроненко Л. Н., Вайшнене Л. А., Горшков Б. Л. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. С. 619—622.
54. Remsberg L. P., Plasil F., Cumming J. B., Perlman M. L.//Phys. Rev. 1969. Vol. C187. P. 1597—1609.
55. Андроненко М. Н., Синюгеев И. Н., Солякин Г. Е. и др.//Препринт ЛИЯФ-237. Л., 1976; Препринт ЛИЯФ-375, Л., 1977.
56. Wilkins B. D., Kaufman S. B., Steinberg E. P. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 1080—1083.
57. Warwick A. I., Wieman H. H., Gutbrod H. H. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 1083—1102.
58. Nix J. R., Sassi E.//Nucl. Phys. 1966. Vol. 81. P. 61—70.
59. Methasiri T., Johanson S. A. E.//Nucl. Phys. 1971. Vol. A167. P. 97—107.
60. Emma V., Lo Nigro S., Milone C.//Nucl. Phys. 1976. Vol. A257. P. 438—444.

61. Pate B. D., Peter J. // Nucl. Phys. 1971. Vol. A173. P. 520—536.
62. Ганн А. В., Назарова Т. С., Нора В. И. и др. // ЯФ. 1979. Т. 30. С. 876—878.
63. Шигаев О. Е., Быченков В. С., Ломанов М. Ф. и др. Препринт Радиологического института им. В. Г. Хлопина РИ-17, Л., 1973.
64. Шигаев О. Е., Обухов А. И., Дмитриев В. Д. и др. // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 567—575.
65. Vecchetti F. D., Jänecke J., Lister P. e.a. // Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 276—279.
66. Andersson G., Areskoung M., Gustafsson H.-A. e.a. // Z. Phys. 1979. Vol. A293. P. 241—251.
67. Ковылин В. А., Маргуевич Е. С., Рерушевский В. И. // ЯФ. 1965. Т. 2. С. 682—686.
68. Maurette M., Stephan C. // Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna, 1965. Vol. 2. P. 307—313.
69. Vaishnani L. A., Andronenko L. N., Kovshevny G. G. e.a. // Z. Phys. 1981. Vol. A302. P. 143—148.
70. Hudis J., Katcoff S. // Phys. Rev. 1976. Vol. C13. P. 1961—1965.
71. Khan H. A., Khan N. A. // Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 2199—2205.
72. Перфилов Н. А. // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 871—873.
73. Юзенга Дж. Р., Ванденбош Р. // Ядерные реакции. М.: Атомиздат, 1964. Т. 2. С. 51—113.
74. Струтинский В. М., Коломнец В. М. // Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра. Л.: Изд-во АН СССР, 1973. Т. 2. С. 483—594.
75. Reisdorf W. // Z. Phys. 1981. Vol. A300. P. 227—238.
76. Игнатюк А. В., Смирнин Г. Н., Иткис М. Г. e.a. // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. Вып. 4. С. 709—772.
77. Halpern I., Strutinski V. M. // Proc. of the Second U. N. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. V. 15. Geneva, 1959. P. 408—411.
78. Быченков В. С., Ломанов М. Ф., Обухов А. И. и др. // ЯФ. 1979. Т. 30. С. 30—35; 1973. Т. 17. С. 947—949.
79. Золотов А. М., Бочагов Б. А., Андроненко Л. Н., Солякин Г. Е. // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 29—33.
80. Шигаев О. Е., Быченков В. С., Ломанов М. Ф. и др. // ЯФ. 1978. Т. 27. С. 1424—1430.
81. Быченков В. С., Перфилов Н. А. // ЯФ. 1967. Т. 5. С. 264—270.
82. Crespo V. P., Cumming J. B., Poskanzer A. M. // Phys. Rev. 1958. Vol. 174. P. 1455—1471.
83. Sikkeland T., Haines E. L., Viola V. E. // Phys. Rev. 1962. Vol. 125. P. 1350—1357.
84. Viola V. E. // Nucl. Data A. 1966. Vol. 1. P. 391—410.
85. Kowalski L., Stephan C., Langevin-Joliot H., Radvanyi P. // J. Phys. (Paris). 1963. Vol. 24. P. 901—903.
86. Stephan C. J., Perlman M. L. // Phys. Rev. 1967. Vol. 164. P. 1528—1536.
87. Котов А. А., Семенчук Г. Г., Андроненко Л. Н. e.a. // ЯФ. 1973. Т. 17. С. 950—956; 1974. Т. 19. С. 756—760.
88. Andersson G., Areskoung M., Gustafsson H.-A. e.a. IAEA-SM-241/F17. // Proc. Symp. on the Physics and Chemistry of Fission. Julich, 1979. Vol. 2. P. 329—341.
89. Котов А. А. Исследование процесса деления среднетяжелых ядер протонами с энергией 1 ГэВ: Дис. канд. физ.-мат. наук. Л., 1976.
90. Андроненко Л. Н. Излучение массовых распределений продуктов деления высоковозбужденных ядер: Дис. канд. физ.-мат. наук. Л., 1985.
91. Rensberg L. P., Plasil F., Cumming J. B., Perlman M. L. // Phys. Rev. 1970. Vol. C1. P. 265—270.
92. Back B. B., Wolf K. L., Mignerey A. C. e.a. // Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 1927—1944.
93. Galin J., Oeschter H., Song S. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 1787—1790.

94. Lynen U., Ho H., Kühn W. e.a.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A387. P. 129—141.
95. Viola V. E., Minor M. M., Salwin A. E.e.a.//Nucl. Phys. 1971. Vol. A174. P. 321—337; 1976. Vol. A264. P. 174—188.
96. Meyer W. G., Viola V. E., Jr., Clark R. G., Reed S. M.//Phys. Rev. 1979. Vol. C20. P. 1716—1740.
97. Tsang M. B., Klesch D. R., Chitwood C. B. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. B134. P. 169—173.
98. Andronenko L. N., Kotov A. A., Neubert W., Vaishnene L. A.//Proc. XV Intern. Symp. on Nuclear Physics-Nuclear Fission, Gauszig, 1986. P. 114—116.
99. Обухов А. И.//ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 1042—1052.
100. Kaufman S. B., Freedman M. S., Henderson D. J. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 2694—2697.
101. Jacquet D., Galin J., Rivet M. F. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A445. P. 140—150.
102. Porile N. T.//Phys. Rev. 1960. Vol. 120. P. 572—581.
103. Andersson G., Areskoung M., Gustafsson H.-A. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 163. P. 165—175.
104. Bondorf J. P., Donangelo R., Shulz H., Sneppen K.//Phys. Lett. 1985. Vol. B162. P. 30—34.
105. Song S., Rivet M. F., Bimbot R. e.a.//Phys. Lett. 1983. Vol. B130. P. 14—18.
106. Mittig W., Cunsolo A., Foti A.//Phys. Lett. 1985. Vol. B154. P. 259—262.
107. Campi X., Dosbois J., Lipparini E.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A428. P. 327—344.
108. Semenchuk G. G., Kotov A. A., Solyakin G. E. e.a.//Phys. Lett. 1977. Vol. B69. P. 49—50; Котов А. А., Семенчук Г. Г., Андроненко Л. Н. и др.//ЯФ. 1974. Т. 20. С. 467—471.
109. Galin J., Lefort M., Peter J. e.a.//Nucl. Phys. 1969. Vol. A134. P. 513.
110. Becchetti F. D., Hicks K. H., Fields C. A. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 1217—1223.
111. Иткис М. Г., Околович В. Н., Русанов А. Я., Смиреньки Г. Н.//ЯФ. 1985. Т. 41. С. 1109—1122.
112. Viola V. E., Kwiatkowski K., Walker M.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 1550—1552.
113. Cumming J. B., Katcoff S., Porile N. T. e.a.//Phys. Rev. 1964. Vol. B134. P. 1262—1269.
114. Шашин В. Е., Андроненко Л. Н., Синогеев И. Н. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 309—312; Честнов Ю. А., Горшков Б. Л., Ильин А. И. и др. Препринт ЛИЯФ-941, Л., 1984. 36 с.
115. Oeschler H., Wagner P., Coffin J. P. e.a.//Phys. Lett. 1979. Vol. B87. P. 193—197.
116. Helm P., Wallenwein K. Jahresbericht MPI. Heidelberg, 1981. 8.1.4.
117. Sobotka L. G., McMahan M. A., McDonald R. J. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 2004—2007.
118. Батист Л. Х., Вольнин Е. Н., Грачев В. Т. и др. Препринт ЛИЯФ-606, Л., 1980. 50 с.
119. Nesterov M. M., Tarasov N. A. LNPI Preprint Nr. 619, 1980. 15 p.
120. Pappas A. C., Hagebo E.//J. Inorg. and Nucl. Chem. 1966. Vol. 28. P. 1769—1785.
121. Stevenson P. S., Hicks H. G., Nevrik W. E., Nethaway D. R.//Phys. Rev. 1958. Vol. 111. P. 886—891.
122. Горбачев В. М., Замятина Ю. С., Лбов А. А. Справочник. М.: Атомиздат, 1976.
123. Bunakov V. E., Nesterov M. M., Tarasov N. A.//Phys. Lett. 1978. Vol. B73. P. 267—270.
124. Weisskopf V. F.//Phys. Rev. 1937. Vol. 52. P. 295—304.
125. Cauvin B., Jared R. C., Russo P. e.a.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A301. P. 511—532.
126. Moretto L. G.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A409. P. 115—134.