

**ядерные свойства
тяжелых
элементов**

**Э. Хайд
И. Перлман
Г. Сиборг**

**ДЕЛЕНИЕ
ЯДЕР**

Э. ХАЙД, И. ПЕРЛМАН, Г. СИБОРГ

ЯДЕРНЫЕ СВОЙСТВА
ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

ВЫП. 5

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

Перевод с английского под редакцией
В. М. Струтинского



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1969

THE
NUCLEAR PROPERTIES
OF THE
HEAVY ELEMENTS

III

FISSION
PHENOMENA

Earl K. Hyde

*Senior Chemist
Lawrence Radiation Laboratory
University of California, Berkeley*

PRENTICE HALL, INC., ENGLEWOOD CLIFFS, NEW JERSEY

УДК 539.173

Э. Хайд, И. Перлман, Г. Сиборг. **Ядерные свойства тяжелых элементов.** Вып. 5. Деление ядер. М., Атомиздат, 1969.

Последний выпуск перевода трехтомной монографии известных американских физиков и радиохимиков Э. Хайда, И. Перлмана, Г. Сиборга посвящен физике деления ядерных реакций и содержит основные теоретические положения, экспериментальные результаты исследования вероятности деления, спонтанного деления, энерговыделения, распределения осколков по массам и зарядам.

В книге систематизированы результаты исследования ядерного излучения, сопровождающего деление. В последнем выпуске приведены экспериментальные данные о ядерных реакциях (фотоделении, делении тяжелыми ионами или частицами высоких энергий и т. п.).

Книга, сопровождаемая подробной библиографией, рассчитана на специалистов по ядерной физике, аспирантов и студентов старших курсов физических факультетов.

Книга содержит 138 рисунков, 58 таблиц, 293 библиографические ссылки.

2-3-7

21-69

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редактора перевода	6
Предисловие.	7

Часть первая

Деление при низких энергиях

1. Краткая история открытия деления.	9
Литература	12
2. Теория деления	13
2.1. Модель жидкой капли.	13
2.1.1. Предел, налагаемый спонтанным делением на возможность синтеза очень тяжелых элементов. Элементарные расчеты	15
2.1.2. Основные положения полной теории.	17
2.1.3. Карта потенциальной поверхности.	18
2.1.4. Карта кинетической энергии и решение уравнений движения.	33
2.1.5. Статистическая механика в применении к делению.	35
2.1.6. Статистическая теория деления Фонга.	42
2.1.7. Влияние углового момента.	44
2.2. Обобщенная модель ядра и теория деления.	45
2.3. Заключение	46
Литература	47
3. Вероятность деления.	48
3.1. Эмпирические выражения для энергии активации при делении	48
3.2. Сечения деления тепловыми нейтронами.	51
3.3. Зависимость сечения деления от энергии нейтронов в тепловой и резонансной областях	55
3.4. Определение порога деления с помощью реакции (d, p).	59
3.5. Сечение деления нейтронами с энергией несколько мегаэлектронвольт.	62
3.6. Вероятность спонтанного деления.	65
3.6.1. Измерение времени жизни.	65
3.6.2. Эмпирические корреляции периодов спонтанного деления	69
Литература	74
4. Распределение масс осколков при делении.	76
4.1. Введение.	76
4.2. Выходы осколков при делении медленными нейтронами.	77
4.3. Структура массовой кривой	80
4.4. Распределение масс при делении нейтронами резонансной энергии.	84
4.5. Выходы при спонтанном делении.	89
4.6. Тройное деление.	93
Литература	99
5. Распределение заряда при делении.	102
Литература	111

6. Кинетическая энергия осколков	112
6.1. Измерение распределения энергии осколков при делении U^{235} , U^{233} и Pu^{239} медленными нейтронами.	113
6.2. Измерения энергетического распределения осколков при спонтанном делении	121
6.3. Измерения скорости осколков деления методом времени пролета.	125
6.4. Измерение пробега осколков деления.	134
6.5. Калориметрические измерения энергии, выделяемой при делении.	142
Литература	142
7. Мгновенные нейтроны, выпускаемые при делении.	145
7.1. Измерение среднего числа нейтронов $\bar{\nu}$, выпускаемых при делении.	145
7.2. Измерения $P(\nu)$	147
7.3. Измерения $\bar{\nu}$ для разных способов деления.	148
7.4. Энергетический спектр и угловое распределение мгновенных нейтронов деления	157
7.5. Скорости нейтронов и угловые распределения, измеренные при совпадении с осколками деления.	160
7.6. Теоретические расчеты множественности мгновенных нейтронов.	169
Литература	173
8. Запаздывающие нейтроны деления.	175
8.1. Введение и обзор ранних исследований.	175
8.2. Новейшие данные о периодах и выходах запаздывающих нейтронов.	178
8.3. Радиохимическая идентификация предшественников запаздывающих нейтронов.	181
8.3.1. Периоды 54 и 22 сек.	182
8.3.2. Период 5—6 сек	183
8.3.3. Период 2 сек	184
8.3.4. Периоды 0,5 и 0,2 сек.	184
8.4. Интерпретация излучателей запаздывающих нейтронов в модели оболочек	184
Литература	187
9. Мгновенные γ -кванты деления	188
Литература	192

Часть вторая

Деление при средних и высоких энергиях

10. Деление при умеренных энергиях возбуждения.	193
10.1. Общие замечания о делении заряженными частицами.	193
10.2. Сечения деления при умеренных энергиях возбуждения.	199
10.3. Применение статистической модели к описанию реакций на неделящихся ядрах, идущих через составное ядро.	200
10.4. Конкуренция деления с испусканием нейтронов при взаимодействии заряженных частиц с ядрами тяжелых элементов	203
10.5. Конкуренция между делением и испусканием нейтронов при взаимодействии заряженных частиц с ядрами элементов легче тория.	218
10.6. Радиохимические исследования массовых распределений тория и более тяжелых элементов	220
10.7. Распределение осколков по кинетическим энергиям у элементов за торием	225
10.8. Массовые и энергетические распределения при делении элементов легче тория	226

10.9. Угловые распределения осколков деления	232
10.9.1. Угловые распределения осколков при фотоделении вблизи порога.	232
10.9.2. Угловые распределения осколков при делении нейтронами средних энергий.	236
10.9.3. Угловые распределения осколков при делении заряженными частицами средних энергий.	239
10.9.4. Статистическая теория угловых распределений.	241
10.9.5. Угловые распределения осколков при делении выстроенных ядер.	250
10.9.6. Угловые распределения при высоких энергиях бомбардирующих частиц.	252
10.10. Деление, вызванное сложными ядерными частицами.	254
10.10.1. Общие замечания.	254
10.10.2. Сечения деления.	256
10.10.3. Распределение осколков по массам и энергиям.	259
10.10.4. Угловые распределения осколков.	261
Литература	267
11. Ядерные реакции, включающие деление при высокой энергии бомбардирующих частиц	271
11.1. Модель Сербера	271
11.2. Расчет ядерного каскада методом Монте-Карло	274
11.3. Расчет каскада испарения по методу Монте-Карло.	284
11.4. Конкуренция деления и испускания нейтронов в каскаде испарения.	291
11.5. Итоговые замечания по модели (Сербера) реакций при высокой энергии	296
11.6. Сечения деления при высоких энергиях	301
11.7. Исследования деления при высоких энергиях методом фотоэмульсий	306
11.8. Радиохимические исследования деления висмута частицами высоких энергий	311
11.9. Радиохимическое исследование деления урана и тория и других ядерных реакций, вызываемых частицами высоких энергий	322
Литература	339
12. Фотоделение.	342
12.1. Вероятность фотоделения.	342
12.2. Распределение выхода продуктов фотоделения ядер.	354
12.3. Распределение кинетической энергии осколков при фотоделении.	358
Литература	359

ОТ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Предлагаемая советскому читателю книга представляет собой перевод третьего тома монографии известных американских физиков Э. Хайда, И. Перлмана, Г. Сиборга. Деление ядер имеет весьма солидный для научной проблемы возраст — около 30 лет. В течение всего этого времени деление изучалось исключительно интенсивно, с неослабевающим интересом. Кроме вполне естественных потребностей прикладной физики этому способствовало возросшее мастерство исследователей.

В ядерной физике деление представляет уникальную возможность изучения свойств сильно деформированных ядер: очень многое происходит в ядре между моментом захвата нейтрона и эмиссией γ -квантов конечным ядром-осколком. Поэтому детальное изучение даже какой-либо одной стороны процесса неизбежно приносит новое. Литература по делению ядер настолько обширна, что даже специалистам стало трудно ориентироваться в ней.

В этом отношении монография Э. Хайда, И. Перлмана и Г. Сиборга, в частности ее третий том, посвященный физике деления ядер, представляется весьма ценной. Энциклопедичность этого обзора делает его полезным для всех, кто имеет дело с делящимися ядрами.

К сожалению, не весь третий том написан на одинаково высоком уровне. В особенности это относится к первой части, посвященной теории деления ядер. Написанная по результатам расчетов капельной модели, которые проводились в то время в Беркли, она содержит много поспешных предположений и выводов, которые, как иногда отмечает сам автор, не были подтверждены более точными расчетами. Капельная модель и по сей день является основой теоретических представлений о делении ядер, но многое из написанного в книге представляет сейчас лишь исторический интерес. В литературе, однако, часто встречаются ссылки на эти результаты, и было решено сохранить их в русском переводе. Некоторые уточнения приведены в подстрочных примечаниях.

Книга при переводе подверглась значительному сокращению.

В. М. СТРУТИНСКИЙ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Этот том — последний в трехтомном издании «Ядерные свойства тяжелых элементов», общие цели и полный план которого приводятся в предисловии к первому и второму томам. Оно помещено в данном томе после настоящих кратких замечаний.

Литература, посвященная делению ядер, очень обширна, но общих работ, в которых авторы попытались бы сосредоточить подробное описание всех главных фактов, не существует. В разное время появлялись обзорные статьи, в которых обсуждались последние достижения физики деления или рассматривались подробно отдельные ее отрасли. Состоялось несколько конференций, и труды каждой из них содержат значительное количество информации. В настоящей работе сделана попытка провести систематический обзор всей литературы, посвященной делению ядер с упором на экспериментальные факты. Теория деления изложена лишь в основных чертах и приложения конкретных теоретических идей для объяснения тех или иных экспериментальных результатов приведены без детальных формальных выводов. Экспериментальные результаты рассмотрены очень тщательно и подробно, хотя некоторым работам уделено меньше места, чем они заслуживают, — это неизбежно в книге такого объема, как эта.

Третий том разделен на две части. Первая часть посвящена физике деления при низких энергиях (имеется в виду спонтанное деление и деление, вызываемое тепловыми нейтронами). В первую часть входят главы по теории деления, о распределении массы и заряда, о вероятности деления, о кинетической энергии осколков, о мгновенных и запаздывающих нейтронах и γ -квантах. Во второй части содержатся главы, в которых рассматривается деление при умеренных энергиях возбуждения — примерно до 50 Мэв, а также при вы-

соких энергиях — вплоть до десятков гигаэлектронвольт. Включен и раздел о делении мезонами и γ -квантами.

Для исследований по физике деления эффективно применяется экспериментальная и вычислительная техника, а также новейшие методы регистрации. Автор надеется, что настоящая книга поможет читателю понять богатство и глубину наших знаний по физике деления и продемонстрирует ее тесную связь с другими отраслями ядерной физики, а может быть, послужит стимулом для новых исследований в этой важной области.

Э. ХАЙД

ДЕЛЕНИЕ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

1

КРАТКАЯ ИСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ ДЕЛЕНИЯ

После открытия Чедвиком нейтрона в 1932 г. [1] и искусственной радиоактивности Кюри и Жолио [2] в 1934 г. Ферми показал, что нейтроны, замедленные в парафине, являются очень эффективным средством для получения искусственных радиоактивных элементов. Со своими сотрудниками он в Риме очень умело использовал эту методику, систематически бомбардируя нейтронами радий-бериллиевого источника все доступные химические элементы [3]. Эти исследования, естественно, привели его к попытке получить трансурановые элементы, бомбардируя уран медленными нейтронами. Облучая нейтронами уран, Ферми с сотрудниками [3, 4] получил активность с $T_{1/2} = 13$ мин, которая, как он успешно продемонстрировал, не могла принадлежать ни одному из элементов с атомными номерами от 82 до 92 включительно. Отсюда логически следовало, что эта активность должна принадлежать элементу 93, тем более что новый радиоактивный элемент обладал, казалось, именно теми химическими свойствами, которых можно было ожидать от элемента 93 (тогда считали, что он будет химическим аналогом рения). Предполагалось, что элемент 93 образуется в результате радиационного захвата нейтрона с последующим β -распадом. Однако дальнейшие экспериментальные исследования, проведенные группой Ферми и другими физиками, показали, что существует много других активностей — настолько много, что объяснить их невозможно, не предполагая существования нескольких изомерных цепочек с очень странными свойствами. Кроме того, радиохимические свойства многих новых трансурановых элементов отличались от ожидаемых. В дополнение к элементам, которые приняты за трансурановые, были обнаружены четыре β -активных изотопа. Их приняли за изотопы радия, так как они выделялись с бариевыми соединениями — традиционными носителями радия.

Исследования этих таинственных продуктов, образующихся при облучении радия нейтронами, продолжались с 1935 по 1939 г. Размах экспериментальных работ по изучению трансурановых элементов в этот период и трудности, встретившиеся при их классифика-

ции, можно оценить, например, по обзору, опубликованному за год до открытия деления [5].

Немецкие радиохимики Ган и Штрассман доказали, что новые активности принадлежат не тяжелым элементам, а изотопам элементов среднего веса, образующимся в результате совершенно нового ядерного процесса [6, 7]. Они, так же как Кюри и Савич [8], работавшие во Франции, исследовали радиохимические свойства новых изотопов радия и столкнулись с большими трудностями при попытках отделить их от неактивного бария, который использовался как носитель. Проблему решили Ган и Штрассман, когда добавили ThX(Ra)^{224} и $\text{MsTh}_1(\text{Ra})^{228}$ и частично разделили барий и радий фракционной кристаллизацией с помощью солей — хлоридов, бромидов и хроматов. Загадочные активности, выделенные из урановых мишеней, облученных нейтронами, концентрировались, как оказалось, в барии и отделялись от фракций тория и мезотория. Это доказывало, что неизвестные активности должны принадлежать изотопам бария, а не радия, поскольку все остальные элементы были исключены предварительным разделением. Для уточнения идентификации были поставлены радиохимические опыты с дочерними активностями странных «радиевых» изотопов. Первоначально предполагалось, что дочерние активности принадлежат изотопам актиния. Ган и Штрассман разделили дочерние продукты лантановым носителем, а затем добавили $\text{MsTh}_2(\text{Ac})^{228}$ в качестве индикатора актиния. Когда лантан и актиний были частично разделены фракционной кристаллизацией лантанового оксалата, оказалось, что дочерние активности не концентрируются в актиниевой фракции. Опыты, описанные Ганом и Штрассманом [7], принадлежат к числу самых тщательных и четких исследований, когда-либо выполненных в радиохимии. Авторы добивались абсолютной достоверности результатов, поскольку они были столь неожиданны и значительно расходились с общепринятыми представлениями о ядерных реакциях. Таким образом, Ган и Штрассман доказали, что уран, облученный нейтронами, испытывает необычное ядерное превращение, приводящее к образованию радиоактивных элементов с атомным весом, примерно вдвое меньшим.

Это сенсационное открытие Мейтнер и Фриш немедленно и совершенно правильно истолковали как деление возбужденного ядра урана на два осколка среднего веса. «Партнером» бария при таком разделении ядра должен быть криптон, и радиоактивные изотопы криптона тут же были найдены Ганом и Штрассманом [7]. Результаты Гана и Штрассмана были вскоре подтверждены химическими и физическими экспериментами в разных лабораториях. В течение года было опубликовано более ста статей на эту тему.

Мейтнер и Фриш [9] ввели для обозначения нового явления термин «деление ядра». Рассматривая дефекты масс элементов периодической таблицы, эти авторы сразу же высказали утверждение, что при такой реакции должно выделяться исключительно большое количество энергии. Грубый подсчет показывал, что в каждом акте деле-

ния должно выделяться примерно 200 Мэв, т. е. в 25—50 раз больше, чем при α -распаде. Фриш впервые продемонстрировал реальность этого большого энергосвободного, зарегистрировав в ионизационной камере сильные импульсы при прохождении осколков деления [10]. Почти одновременно Жолио, измеряя пробег осколков, показал, что они обладают большой кинетической энергией [11].

Количественные измерения ионизации доказали асимметричную природу деления. Енчке и Пранкль [12] обнаружили две группы осколков — низкоэнергетическую и высокоэнергетическую со средними энергиями 60 и 100 Мэв соответственно. Подробные радиохимические исследования подтвердили этот вывод — продукты деления группировались в основном вокруг двух массовых чисел — 95 и 138.

Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре урана равно 1,55, в то время как у стабильных элементов, соседних с осколками деления, это отношение колеблется в пределах 1,25—1,45. Следовательно, осколки деления перегружены нейтронами и неустойчивы по отношению к β^- -распаду. Начальное возбуждение осколков достаточно велико для того, чтобы испускание нейтронов могло конкурировать с излучением γ -квантов как способом, снимающим возбуждение. Ган и Штрассман [7] отметили, что при делении возможно испускание свободных нейтронов. Действительно, нейтроны вскоре обнаружил фон Хальбан, Жолио и Коварский в Париже [13], Андерсон с сотрудниками в Нью-Йорке [14] и др.

Вскоре было показано [15], что небольшая часть этих нейтронов испускалась с некоторым запаздыванием и периоды полураспада с испусканием таких запаздывающих нейтронов достигали 1 мин. Поскольку на испускании нейтронов потенциальный барьер не отражается, испускание запаздывающих нейтронов было приписано ядрам β^- -излучателя, которые распадаются медленно, причем переход происходит на высоковозбужденные уровни дочерних ядер, которые мгновенно излучают нейтроны.

Первые измерения числа нейтронов, испускаемых в одном акте деления, показали, что оно заведомо превышает единицу и, вероятнее всего, находится между 2 и 3. Этот факт наводил на мысль о возможности цепной реакции с выделением больших количеств энергии. Для этого по крайней мере один из нейтронов, испущенных при делении, должен поглощаться другим ядром урана и также производить деление. Но чтобы нейтроны с высокой эффективностью вызывали деление, их необходимо замедлить до тепловых скоростей. Нейтроны могут теряться, просто покидая систему, в которой осуществляется реакция, или претерпевать радиационный захват ядрами U^{238} или замедлителя. Следовательно, построить систему, в которой осуществлялась бы цепная реакция, не просто. Интересно отметить, что Флюгге [16] еще в 1939 г. опубликовал обширный обзор о возможностях получения с помощью деления урана больших количеств энергии и о связанных с этим проблемах. Флюгге подсчитал, что 1 м³ U_3O_8 может выделить 10^{12} кэвт·ч энергии менее чем за 0,01 сек.

Совершенно естественно, что экспериментаторы попытались вызвать реакцию деления не только с помощью облучения урана нейтронами, но и другими способами. Скоро обнаружилось, что деление можно вызывать самыми разными частицами: фотонами, протонами, дейтронами, ионами гелия и др., если их энергия достаточно высока. Торий, как оказалось, не делился тепловыми нейтронами, но нейтроны или заряженные частицы высокой энергии вызывали деление ядер тория. Было обнаружено, что уран может делиться спонтанно, без помощи внешнего возбуждающего агента. Это явление открыли К. А. Петржак и Г. Н. Флёрв [17].

Бор впервые высказал предположение, что медленными нейтронами делится редкий изотоп урана с массовым числом 235 [18], раньше чем через год это предположение было подтверждено в экспериментах с изотопами урана, разделенными на масс-спектрографе [19, 20].

В 1939 г. Бор и Уилер [21] развили теорию процесса деления, основанную на представлении о ядре как о жидкой капле; аналогичную теорию независимо предложил Френкель [22]. Однако их теория не объяснила наиболее яркую особенность процесса деления, а именно массовую асимметрию осколков, хотя и описывала удовлетворительно другие характеристики этой реакции. Теория жидкой капли будет кратко изложена в следующем разделе. Подход Бора — Уилера в той или иной степени использовался во многих теоретических работах начиная с 1939 г. Адекватная теория деления так до сих пор и не создана. Огромное разнообразие процессов, сопровождающих это в высшей степени сложное ядерное превращение, подробно описано в книге и дает богатую пищу для умов теоретиков.

Довольно полный исторический обзор работ, выпущенных в течение первого года после открытия деления урана, составил Тернер [23]. Его статья читается с большим интересом и позволяет взглянуть «изнутри» на период в развитии физики, следующий за крупным фундаментальным открытием. Ган в книге «Новые атомы» [24] популярно изложил свои первые эксперименты по делению.

В первой части настоящего тома за кратким обзором теории деления следует подробное рассмотрение явлений, сопровождающих деление при низких энергиях возбуждения. Описание деления при высоких энергиях читатель найдет во второй части.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chadwick J. Proc. Roy. Soc., **A136**, 692 (1932).
2. Curie I., Joliot F. Compt. rend., **198**, 254 (1934).
3. Amaldi E. et al. Proc. Roy. Soc., **A149**, 522 (1935); **A146**, 483 (1934).
4. Fermi E. Nature, **133**, 898 (1934).
5. Quill L. L. Chem. Rev., **23**, 87 (1938).
6. Hahn O., Strassmann F. Naturwiss., **27**, 11 (1939).
7. Hahn O., Strassmann F. Ibid., p. 89.
8. Curie I., Savitch P. J. de Phys., [7], **8** (1937), [7], **9**, 355 (1938).
9. Meitner L., Frisch O. R. Nature, **143**, 239, 471 (1939).

10. Frisch O. R., Там же, p. 276.
11. Joliot F. Comp. rend., 208, 241, 647 (1939).
12. Jentschke W., Prankl F. Naturwiss., 27, 134 (1939).
13. Von Halban H., Joliot Jr., F., Kowarski L. Nature, 143, 470 (1939). Там же, p. 680.
14. Anderson H. L., Fermi E., Hanstein H. B. Phys. Rev., 55, 797 (1939).
15. Roberts R., Meyer R., Wang P. Там же, p. 510.
16. Flüge S. Naturwiss., 27, 402 (1939).
17. Петржак К. А., Флёров Г. Н. Compt. rend. Akad. sci. USSR, 25, 500 (1940).
18. Bohr N. Phys. Rev., 55, 418 (1939).
19. Nier A. O. et al. Phys. Rev., 57, 546, 748 (1940).
20. Kingdon K. K. et al. Там же, p. 749.
21. Bohr N., Wheeler J. Phys. Rev., 56, 426 (1939).
22. Frenkel J. Phys. Rev., 55, 987 (1939); J. Phys. USSR, 1, 125 (1939).
23. Turner L. A. Revs. Mod. Phys., 12, 1—29 (1940).
24. Hahn O. New Atoms, Progress and Some Memories. (N.Y.) Elsevier Publishing Co., 1950), Naturwiss., 46, 158 (1959).

2

ТЕОРИЯ ДЕЛЕНИЯ

2.1. МОДЕЛЬ ЖИДКОЙ КАПЛИ *

Если бы мы знали все о нуклонах и их взаимодействиях, то можно было бы написать точный гамильтониан ядра в следующем виде:

$$H = \sum_1^A \frac{p_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^A V_{ij} + E. \text{ М.}, \quad (1)$$

где P_i — импульс i -й частицы; V_{ij} — точный потенциал взаимодействия между i -й и j -й частицами, а буквами $E. \text{ М.}$ обозначен второстепенный член, учитывающий существование электромагнитного поля (этот член следует принимать во внимание при рассмотрении деления γ -квантами).

Теория ядра, построенная на основании этого точного гамильтониана, позволила бы в принципе объяснить полностью все ядерные явления, включая деление, α -распад, испускание нейтронов и протонов, γ -излучение и т. д. Мы не знаем точного вида потенциала V_{ij} , а если бы и знали, то применить его для сложного тяжелого ядра

* Автор хочет выразить глубокую благодарность Святецкому, чьи работы, доклады и частные сообщения, посвященные теоретическому рассмотрению идеализированной модели заряженной жидкой капли, оказали большое влияние на изложение материала настоящей главы. Ограниченный объем нашего краткого обзора, посвященного современному состоянию теории деления, не позволяет достаточно подробно осветить вклад Святецкого и других авторов.

было бы чрезвычайно трудно. Следовательно, необходимо заменить точный гамильтониан упрощенным, т. е. построить модель ядра. Упрощения позволяют получить решение, которое, как можно надеяться, даст полезные сведения о реальных ядрах и их поведении. При рассмотрении ядерного деления мы предположим, что капля несжимаемой равномерно заряженной жидкости некоторыми своими существенными свойствами напоминает атомное ядро, и вместо деления ядра изучим деление такой жидкой капли.

Бор и Калкар [1, 2] в числе первых предложили провести аналогию между ядром и каплей жидкости. Вскоре после того, как Ган и Штрассман доказали присутствие радиоактивного бария в продуктах облучения ядер урана нейтронами, Мейтнер и Фриш [3] предположили, что ядра среднего веса образуются в этом случае в результате процесса разделения ядра, аналогично делению капли заряженной жидкости. В 1939 г. Бор и Уилер [4] в статье, которая в течение десятилетий оставалась краеугольным камнем теории ядерного деления, подробно разработали теорию деления такой капли. Френкель [5] примерно в то же самое время опубликовал описание модели жидкой капли применительно к делению.

При рассмотрении испускания отдельных частиц или их движений в ядре и соответствующих энергетических уровней используем модель независимых частиц с гамильтонианом, имеющим следующий вид:

$$H_{\text{обол}} = \sum \frac{p^2}{2m} + \sum_1^A V(r_i), \quad (2)$$

где V — потенциал взаимодействия i -й частицы с центральным полем, создаваемым остальными нуклонами. Объединяя оболочечную модель с моделью жидкой капли, можно построить обобщенную модель ядра, которая позволяет разобраться как в свойствах отдельных частиц, так и в коллективных процессах типа α -распада или деления. Поскольку и модель оболочек, и модель независимых частиц являются лишь приближениями, обобщенная модель также приближенная. Ее гамильтониан проще, чем точный, определяемый выражением (1), но работать с нею труднее, чем с любой из исходных моделей:

$$H_{\text{обобщ}} = H_{\text{кап}} + H_{\text{обол}} + H_{\text{взаим}}. \quad (3)$$

Эти вводные замечания имеют целью лишь напомнить, что от капельной модели не следует ожидать полного описания ядерных явлений. Теперь перейдем к краткому изложению основных расчетов по модели жидкой капли.

Одной из причин, по которой ту или иную модель выбирают для замены точного физического гамильтониана, является простота получения решений. Однако развить математически строгую модель жидкой капли совсем не просто. Поэтому в конкретных случаях она сводится к приближенному рассмотрению отдельных форм и спосо-

бов движения, которые, как предполагают, близки к реальным (остальные конфигурации не рассматриваются).

Рациональное зерно модели жидкой капли сводится примерно к следующему. Силы, действующие между протонами и нейтронами в ядрах, подразделяются на два класса — короткодействующие, независящие от заряда ядерные силы и силы отталкивания между протонами. Форма, которую принимает ядро, определяется равновесием между ядерными силами, которые моделируются поверхностным натяжением и кулоновскими силами отталкивания. Величину поверхностного натяжения можно оценить, зная вклад поверхностного члена в эмпирическую массовую формулу, а кулоновское взаимодействие можно рассчитать, зная заряд протона, число протонов в ядре и сделав определенные предположения о размерах ядра и равномерном распределении заряда по его объему. Когда в ядро вносится энергия возбуждения, капля начинает испытывать колебания. При этом увеличивается поверхность капли и соответствующее увеличение поверхностной энергии стремится вернуть капле ее первоначальную форму. В тоже время электростатические силы стремятся увеличить деформацию. Если электростатические силы преобладают над поверхностным натяжением, деформация капли будет увеличиваться и, наконец, капля может разделиться на два или несколько осколков.

Для большинства ядер при умеренных энергиях возбуждения поверхностное натяжение значительно сильнее, чем кулоновское отталкивание, так что любое достаточно малое отклонение от равновесной формы гасится, а энергия возбуждения снимается в результате испускания γ -квантов или отдельных нуклонов. Только самые тяжелые элементы обладают протонным зарядом, достаточным для того, чтобы небольшая деформация могла привести к делению.

2.1.1. Предел, налагаемый спонтанным делением на возможность синтеза очень тяжелых элементов.

Элементарные расчеты

Рассмотрим сферическое ядро, которому сообщена небольшая деформация типа $P_2(\cos \theta)$. Радиус такой «возмущенной сферы» определяется в зависимости от угла следующим выражением:

$$R(\theta) = R_0 [1 + \alpha_2 P_2(\cos \theta)], \quad (4)$$

где P_2 — полином Лежандра, а α_2 — коэффициент. Можно показать, что поверхностная энергия

$$E_s = E_s^0 \left(1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 + \dots \right), \quad (5)$$

электростатическая энергия

$$E_c = E_c^0 \left(1 - \frac{1}{5} \alpha_2^2 + \dots \right), \quad (6)$$

где величины E_s^0 и E_c^0 относятся к невозмущенной сфере. Следовательно, энергия деформации

$$\Delta V = V - V^{\text{сф}} = (E_s - E_s^0) + (E_c - E_c^0)$$

принимает вид

$$\Delta V = \frac{1}{5} \alpha_2^2 (2E_s^0 - E_c^0) + \dots \quad (7)$$

Для небольших деформаций высшими степенями α_2 можно пренебречь и написать просто

$$\Delta V = \frac{1}{5} \alpha_2^2 (2E_s^0 - E_c^0). \quad (8)$$

Мы можем, следовательно, утверждать, что сферическая заряженная капля устойчива по отношению к малым деформациям типа $\alpha_2 P_2(\cos \theta)$, если $2E_s^0 > E_c^0$, и неустойчива, если $2E_s^0 < E_c^0$. Если мы рассмотрим жидкую каплю, заряд которой постепенно увеличивается, то при достижении критической величины заряда, соответствующей $E_c^0 = 2E_s^0$, капля станет неустойчивой и самопроизвольно разделится.

Для модели ядра перепишем приведенные выше выкладки, введя в них параметр делимости ядра, предложенный Бором и Уилером и определяемый следующим равенством:

$$x = \frac{E_c^0}{2E_s^0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\text{электростатическая энергия заряженной сферы}}{\text{поверхностная энергия сферы}}. \quad (9)$$

Из электростатики известно, что

$$E_c^0 = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R_0}.$$

Из анализа ядерных данных следует, что*

$$R_0 = 1,216 A^{1/3}, \quad (10)$$

поэтому

$$E_c^0 = \frac{0,7103 Z^2}{A^{1/3}}. \quad (11)$$

Согласно элементарной геометрии, E_s^0 равно произведению площади сферы на поверхностное натяжение Ω :

$$E_s^0 = 4\pi R_0^2 \Omega. \quad (11a)$$

* Константы вычислены Гринном [Phys. Rev., 95, 1006 (1954)].

Подставляя R_0 из равенства (11) и вычисляя Ω с помощью полуэмпирической массовой формулы*, получаем

$$E_s^0 = 17,80A^{2/3}. \quad (12)$$

Подставив значения величин E_s^0 и E_c^0 обратно в выражение (9), получим

$$x = \frac{0,7103Z^2/A^{1/3}}{2 \cdot 17,80A^{2/3}} = \frac{Z^2/A}{50,13}. \quad (13)$$

Таким образом, отношение $E_c^0/2E_s^0$ пропорционально выражению Z^2/A :

$$(Z^2/A)_{\text{крит}} = 50,13. \quad (14)$$

Некоторые значения параметров Z^2/A и x приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1
Значения параметров делимости

Ядро	Z^2/A	$x = \frac{Z^2/A}{50,13}$	Ядро	Z^2/A	$x = \frac{Z^2/A}{50,13}$
Bi^{209}	32,96	0,6575	U^{238}	35,56	0,7099
Th^{232}	34,91	0,6969	Fm^{254}	39,37	0,7854
U^{235}	36,02	0,7185			

Равенство (14) означает, что все ядра с $Z \gg 120$ характеризуются отсутствием классического барьера, препятствующего спонтанному делению**.

2.1.2. Основные положения полной теории

Простое рассмотрение устойчивости сферической капли по отношению к малым деформациям типа $\alpha_2 P_2(\cos\theta)$ приходится заменять существенно более сложными выкладками, если изучать большие деформации (особенно если x значительно меньше единицы).

Гамильтониан модели жидкой капли имеет вид

$$H = V(\alpha) + T(\dot{\alpha}), \quad (15)$$

где $V(\alpha)$ — потенциальная энергия капли как функция набора параметров деформации α , а T — кинетическая энергия, зависящая от α -производных по времени от параметров деформации. Чтобы вы-

* См. сноску на стр. 16.

** Судя по многочисленным данным, параметр $x = 45 - 48$.

В этом случае предельное значение Z^2/A меньше. Впрочем, величина этого предельного Z^2/A определяется скорее оболочечными эффектами в сферических и деформированных ядрах. — Прим. ред.

полнить любой динамический расчет движения жидкой капли на основе этого гамильтониана, необходимо знать следующее.

1. Карту потенциальной поверхности. Необходимо изготовить многомерную карту потенциальной энергии как функции параметров деформации. Вид такой карты сильно зависит от величины параметра делимости χ . Поскольку такая «картография» — занятие трудное и скучное, подробные расчеты производились лишь для некоторых областей конфигурационного пространства деформаций.

2. Карту поверхности кинетической энергии. Аналогично необходимо знать и T как функцию производных по времени для тех типов движения, которые в первую очередь нас интересуют. Этот этап требует расчета массовых параметров инерционных коэффициентов.

3. Решение уравнений движения. Если известно, как меняются потенциальная и кинетическая энергии во всем пространстве деформаций, которое играет существенную роль в процессе деления, то можно, задавшись набором начальных условий, выполнить полный динамический расчет. Начальные условия могут быть, конечно, в реальных ядрах очень разнообразными, так что для полного динамического описания деления потребуется решить большое число уравнений движения, причем всю модель нужно соответствующим образом проквантовать.

4. Статистическую механику деления. При последовательном расчете таких средних характеристик, как вероятность деления, кинетическая энергия осколков и энергия их возбуждения, массовое распределение и др., необходимо рассматривать огромное множество различных ядерных состояний. Для этого потребуются мощные методы статистической механики. Оценивая вероятность деления, рассмотрим «метод переходных состояний» в его классической и квантовой модификациях. Рассмотрим также статистическую теорию Фонга.

2.1.3. Карта потенциальной поверхности

Вначале обсудим поверхность потенциальной энергии. Для деформаций, которые не слишком далеки от сферы или от эллипсоида вращения, удобно записывать форму поверхности капли в виде следующего выражения для длины радиус-вектора на поверхности:

$$R(\theta) = \frac{R_0}{\lambda} \left[1 + \sum_{n=1} \alpha_n P_n(\cos \theta) \right], \quad (16)$$

где R_0 — радиус недеформированной сферической капли, λ — масштабный фактор, необходимый для выполнения условия сохранения объема, P_n — полином Лежандра порядка n .

Исследование свойств полиномов Лежандра показывает, что четные значения n приводят к формам, обладающим аксиальной симметрией и симметрией относительно отражения в центральной пло-

скости, перпендикулярной к оси. Для нечетных n аксиальная симметрия сохраняется, но симметрия относительно отражения в плоскости, перпендикулярной к главной оси, нарушается.

Задача, следовательно, состоит в построении поверхности $V(\alpha)$ или ΔV в многомерном пространстве координат α_n . Рассматривая различные свойства этой поверхности, удобно представить себе схематическую топографическую карту в двух измерениях α_n . Так,

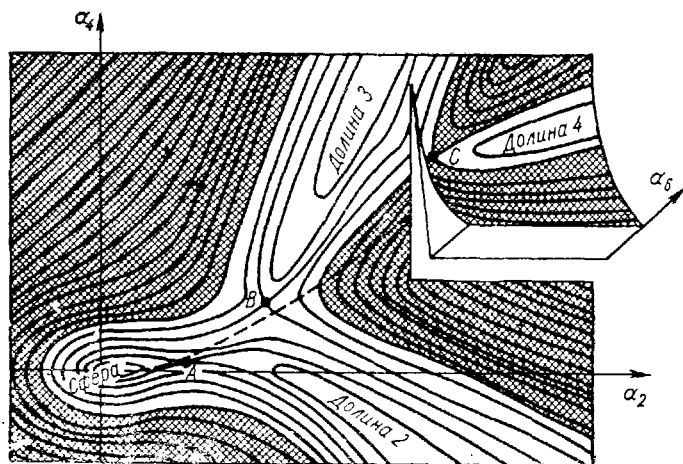


Рис. 1. Схематическая карта нескольких долин на потенциальной поверхности, которые отделены друг от друга и от потенциальной ямы, окружающей точку, соответствующую сферической конфигурации, седловыми точками A, B, C [6].

например, V или ΔV можно изобразить контурными линиями на графике, по осям которого отложены α_2 и α_4 . Для малых и умеренных деформаций такая карта важнее всего, хотя зависимость от координат α_6 и α_8 может давать заметный вклад. Для полного описания нам нужны карты, охватывающие все координаты α_n , включая нечетные порядки. По крайней мере, нам необходимо иметь способ убедиться в том, что отброшенные степени свободы не играют роли.

Рассмотрим некоторые основные характеристики потенциальной поверхности, изображенной на рис. 1. Этот рисунок — довольно грубая карта потенциальной поверхности для ядра с высоким значением параметра делимости χ . Кривые контурные линии — «горизонталы», вдоль которых потенциальная энергия, связанная с координатами α_2 и α_4 , постоянна. Эти коэффициенты умножаются в равенстве (16) на $P_2(\cos \theta)$ и $P_4(\cos \theta)$. Деление на четыре осколка нельзя описать с помощью только коэффициентов α_2 и α_4 , поэтому необходимо ввести еще одну координату. Обычное сферическое ядро находится в потенциальной яме в начале координат. Сферическая капля устойчива по отношению к малым деформациям α_6 . «Долины»

2, 3 и 4 соответствуют изменению потенциальной энергии системы при делении ядра на два, три и четыре осколка. Буквой A обозначена «седловая» точка. Смысл термина «седловая точка» состоит в том, что потенциальная поверхность в ее окрестности напоминает по форме седло или горный перевал. Карта составлена для случая, когда соотношения между энергиями седловых конфигураций имеют вид $E(A) < E(B) < E(C)$. Пунктиром обозначена линия, точки

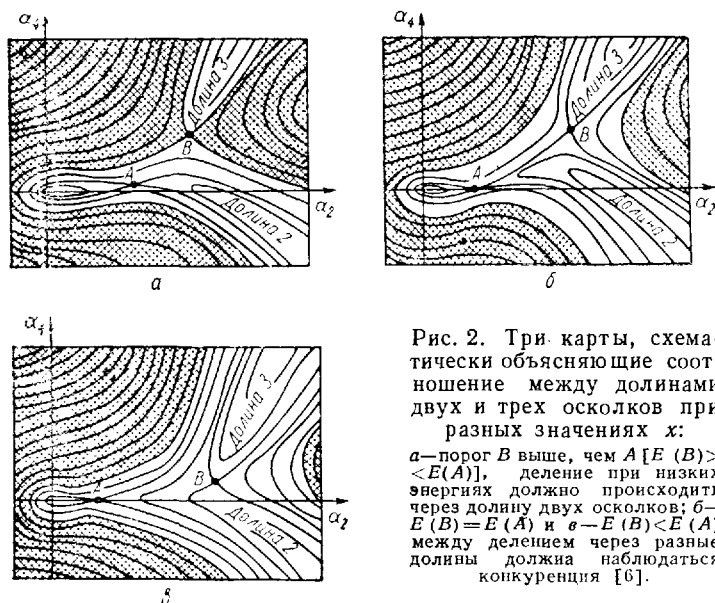


Рис. 2. Три карты, схематически объясняющие соотношение между долинами двух и трех осколков при разных значениях x :

a —порог B выше, чем A [$E(B) > E(A)$], деление при низких энергиях должно происходить через долину двух осколков; $б$ — $E(B) = E(A)$ и $в$ — $E(B) < E(A)$ между делением через разные долины должна наблюдаться конкуренция [6].

которой соответствуют сфероидальным деформациям. Фигуры с одной и двумя шейками (они соответствуют долинам двух и трех осколков) можно качественно изобразить в плоскости $\alpha_2\alpha_4$, но фигура с тремя шейками для своего описания требует введения хотя бы члена α_6 (она соответствует долине четырех осколков). Значение потенциальной энергии в точке A есть энергетический порог, т. е. минимальная энергия, которую нужно сообщить капле, чтобы вызвать ее деление на две части. B — вторая седловая точка, определяющая порог деления на три осколка. Поскольку B расположена выше, чем A , деление на два осколка значительно вероятнее, чем тройное деление, несмотря на то что в последнем случае энергосодержание может быть больше. На рис. 1 изображен случай, когда $A < B$, но возможны и другие варианты (рис. 2).

Деление ядра в подавляющем большинстве случаев происходит на два осколка. Поэтому весьма вероятно, что седловая точка для деления на два осколка лежит ниже, чем седловая точка деления на три осколка, но количественными расчетами это не проверено. Для облегчения ориентации в этом вопросе важно знать общее энергосодержание, соответствующее различным способам деления. Рас-

считать энерговыделение для случаев деления идеализированной жидкой капли на два, три и четыре осколка чрезвычайно просто. Святецкий [6] приводит следующее выражение для полного энерговыделения при делении на n осколков равной массы:

$$\Delta V_n = E_s^0 \left\{ (n^{1/3} - 1) + 2x \left(\frac{1}{n^{2/3}} - 1 \right) \right\}, \quad (17)$$

где E_s^0 , как и выше, — поверхностная энергия начальной капли, а x — параметр делимости, определяемый выражением (13).

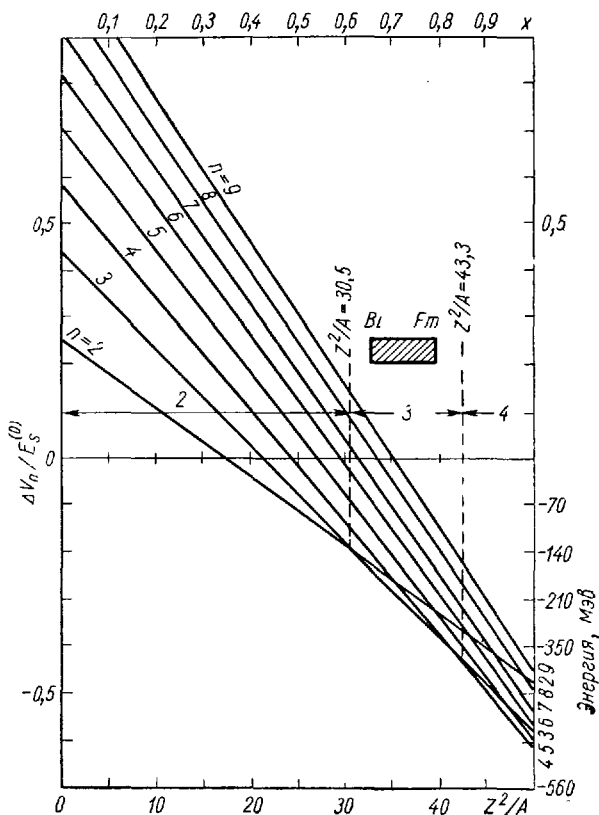


Рис. 3. Зависимость энергии, выделяющейся при разделении идеализированной жидкой заряженной капли на n равных частей, от параметра делимости x [6].

Результаты расчетов, основанных на использовании этого уравнения, приведены на рис. 3. О некоторых интересных особенностях этих результатов следует сказать. Для значений $x = 0,65—0,80$, к которым относятся все тяжелые ядра от висмута до фермия, не

имеет смысла ограничивать рассмотрение делением только на два осколка, поскольку делению на три, четыре и, возможно, пять осколков соответствует большее энергосодержание. Это ограничение еще менее оправдано при рассмотрении самых тяжелых ядер, которые могут быть получены в реакциях с передачей многих нуклонов и для которых величина x еще ближе к единице. При $x = 1,0$ даже при делении на восемь осколков выделяется больше энергии, чем при делении на два осколка. Для таких ядер более выгодно энергетически деление на четыре осколка.

По этой же причине может оказаться неправильной экстраполяция различных характеристик процесса деления, полученных из анализа экспериментальных данных в одной области значений x в другую область, например на большие значения x . И наоборот, можно ошибиться, используя результаты теоретических расчетов, полученных в пределе $x \rightarrow 1$ для интерпретации явлений деления при $x = 0,7 \div 0,8$.

Следовательно, карта потенциальной энергии должна давать достаточное количество информации о делении различными способами, чтобы можно было судить об относительной важности этих альтернативных способов. Стоит также отметить, что, хотя форма ядра в седловой точке и может очень сильно отличаться от исходной сферы, ядро не обязательно поделится на определенное число частей в момент достижения этой точки (из рис. 5 следует, что у ядер с $x > 0,7$ в момент прохождения седловой точки шейка отсутствует).

Приведем теперь основные математические приемы, которые использовались для количественных расчетов потенциальной энергии как функции параметров деформации*.

Разложение относительно исходной сферической формы. Естественным набором функций для разложения формы капли, представляющей собой слабо деформированную сферу, являются полиномы Лежандра. Изменение поверхностной и кулоновской энергии при переходе от сферы к некоторой деформированной конфигурации можно представить в виде ряда по степеням коэффициентов α_n при полиномах Лежандра. Этот метод использовали в 1939 г. Бор и Уилер; для упрощения вычислений они ограничились полиномами P_2 и P_4 и отбросили члены выше четвертого порядка по α_2 и выше второго по α_4 . Кроме того, их выкладки относились только к случаю, когда значения параметра x не слишком сильно отличаются от единицы. Презент и Книпп [7] несколько расширили этот метод, включив члены $\alpha_3 P_3$ и $\alpha_5 P_5$. Презент, Райнс и Книпп [8] провели

* Кроме перечисленных ниже методов применялся метод итерационного решения исходного полного интегродифференциального уравнения для равновесной формы ядра [В. М. Струтинский, Н. Я. Ляшенко, Н. А. Попов. «Ж. эксперим. и теор. физ.» 43, 584 (1962); В. М. Струтинский. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 45, 1891, 1900 (1963)]. С помощью этого метода удалось получить для любых значений x полное и точное решение для различных симметричных и асимметричных форм ядра, причем учитывалась размытость края ядра, а также решение задачи об устойчивости к асимметричным деформациям. — *Прим. ред.*

расчеты для седловых точек в интервале $1,0 \gg x \gg 0,8$. В докладе Святецкого [6] приведены все формулы и затабулированы коэффициенты с полнотой, достаточной для вычисления пороговой энергии с точностью до членов шестого порядка по $(1 - x)$.

Машины и методы расчета. Современные быстродействующие вычислительные машины предоставляют широкие возможности для численных расчетов, но пока опубликованы лишь немногие результаты.

Франкель и Метрополис [9] использовали машину для расчетов по капельной модели еще в 1947 г. Они применяли разложение относительно равновесной сферической формы, включая члены до полиномов Лежандра десятого порядка, в интервале значений $1 \gg x \gg 0,65$. В принципе возможности вычислительной машины позволяют не ограничиваться разложением по полиномам Лежандра, а выбирать более удобные координаты, особенно в тех случаях, когда форма ядра сильно отличается от сферы или эллипсоида вращения.

Разложение относительно исходной сфероидальной формы. Первый метод становится все менее и менее точным, по мере того как форма капли все больше и больше отклоняется от сферической. Если эта форма не слишком отличается от эллипсоида вращения (сфероида), то можно выразить отклонение поверхностной или кулоновской энергии деформированной капли в виде ряда по степеням коэффициентов, описывающих отклонение формы от сфероидальной. Это разумный подход, потому что электростатическую и поверхностную энергию сфероида нетрудно рассчитать точно. Сфероидальную форму можно описать следующим рядом:

$$R(\theta) = \frac{R_0}{\lambda} \left[1 + \sum_2^{\infty} \alpha_n P_n \right], \quad (18)$$

где n принимает только четные значения; $R(\theta)$ — длина радиус-вектора, проведенного в произвольную точку поверхности, представленная в виде функции от угла между радиус-вектором и главной осью сфероида; λ — константа, обеспечивающая постоянство объема. Некоторые значения коэффициентов α для разных величин отношения полуосей сфероида приведены ниже

$$\begin{aligned} c/a &= 1,43 \quad 1 + 0,2318 P_2 + 0,0418 P_4 + 0,0072 P_6 + \dots \\ c/a &= 1,81 \quad 1 + 0,3749 P_2 + 0,1104 P_4 + 0,0378 P_6 + \dots \\ c/a &= 2,40 \quad 1 + 0,5315 P_2 + 0,2233 P_4 + 0,0925 P_6 + \dots \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь c и a — длины большей и меньшей осей соответственно. Если мы пренебрежем малым вкладом шестого и более высоких полиномов и возьмем плоскость, где по координатным осям отложены коэффициенты α_2 и α_4 , то на такой плоскости можно провести «линии сфероидов» (рис. 4).

Теперь рассмотрим конфигурацию, которая по своей форме близка к сфероиду, но не совпадает с ним. На карте α_2 такая форма со-

ответствует точке, лежащей в заштрихованной области на рис. 4. Именно для такой формы капли удобно выражать кулоновскую и поверхностную энергию в виде ряда по отклонениям от сфероида. Удобной координатной системой для осуществления такого разложения являются сфероидальные координаты. Формулы для разложения в сфероидальных координатах получили В. Г. Носов [10], Бусинаро и Галлоне [11] и Святецкий [6]. Выражения для разложения относительно сфероида переходят в разложение относительно сферы, когда эксцентриситет сфероида обращается в нуль.

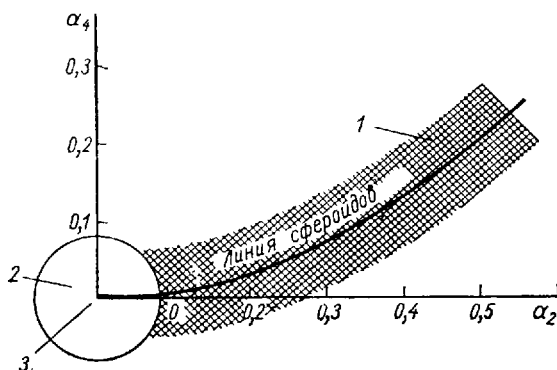


Рис. 4. Положение «линии сфероидов» в пространстве деформаций $\alpha_2\alpha_4$:

1 — область применимости разложения относительно сфероида; 2 — то же относительно сферы; 3 — сфера.

Расчет конфигураций, сильно отличающихся от сфероидальной формы. Расчет поверхностной и кулоновской энергии для сильно деформированных конфигураций очень сложен и лишь приближенно может быть выполнен с помощью методов, перечисленных выше. Для некоторых аксиально-симметричных форм разложение по полиномам Лежандра вообще может быть неприменимо. Это относится, например, к любой поверхности, которую радиус, проведенный из начала координат, пересекает больше одного раза. Для гладких простых поверхностей выбором подходящей координатной системы можно добиться простого аналитического решения. Для других конфигураций может оказаться полезной оценка, полученная аппроксимацией точной формы комбинаций простых геометрических фигур, для которых можно быстро рассчитать величины кулоновского отталкивания и поверхностной энергии. Примеры такого подхода можно найти у Святецкого [6, 12].

Рассмотрим теперь некоторые результаты, полученные численными методами. В интервале значений $x = 0,8 \div 1,0$ потенциальная энергия как функция координат α_2 и α_4 хорошо известна вплоть до точки неустойчивого равновесия, которая известна как седловая точка. Назовем ее седловой точкой Бора — Уилера или обычной

седловой точкой. Для пороговой энергии и формы ядра в седловой точке в зависимости от x имеются явные выражения. Энергия в седловой точке дается следующим выражением шестого порядка:

$$\left(\frac{\Delta V}{E_s^0}\right)_{\text{одночаст}} = \frac{0,7259(1-x)^3 - 0,3302(1-x)^4 + \dots}{\text{выражение Бора-Уилера}} \quad (20)$$

дополнительный член

Эта формула согласуется с результатами расчетов Франкеля и Метрополиса и с расчетами, основанными на использовании сфероидальных координат, с точностью 1% для значений x больше 0,74.

Часто полагают, что энергия в седловой точке совпадает с порогом деления, и, подставляя в выражение (20) значения x и значения поверхностного натяжения, рассчитанные для реальных ядер, некоторые авторы вычислили величины порогов деления и сравнили их с экспериментальными данными. Согласие получается плохое. Степень разногласия можно оценить по результатам, приведенным в табл. 2. Из них следует, что наблюдаемые значения порога деления реальных ядер ниже, чем расчетные значения, и существенно слабее зависят от x . Конечно, теоретические значения являются порогами в классическом смысле и, рассматривая их, следует вводить поправку на квантовомеханическую вероятность проникновения через барьер, хотя эта поправка не меняет существа результатов.

Т а б л и ц а 2

Сравнение наблюдаемых порогов с расчетными по модели жидкой капли

Ядро	Z^2/A	x	$E_{\text{порог}}, \text{ Мэв}$	$E_{\text{набл.}}^*, \text{ Мэв}$
Th ²³²	34,914	0,6969	15,08	5,95
Th ²³³	34,764	0,6939	15,58	6,44
Pa ²³²	35,694	0,7125	12,68	6,18
U ²³³	36,326	0,7151	10,96	5,49
U ²³⁵	36,017	0,7189	11,79	5,75
U ²³⁷	35,713	0,7129	12,63	6,40
U ²³⁸	35,563	0,7099	13,06	5,80
U ²³⁹	35,414	0,7069	13,51	6,15
Np ²³⁷	36,494	0,7285	10,53	5,49
Np ²³⁸	36,340	0,7254	10,92	6,04
Pu ²³⁹	36,971	0,7380	9,39	5,48

* Эти данные получены с помощью функций возбуждения фотodelения и деления, вызванного нейтронами. За величину порога принималось (произвольно) значение энергии, при котором подбарьерное деление становится надбарьерным.

Для $x = 0,74$ форма ядра в обычной седловой точке вполне удовлетворительно описывается выражением

$$1 + \alpha_2 P_2 + \alpha_4 P_4 + \alpha_6 P_6, \quad (21)$$

где

$$\alpha_2 = 2,3333(1-x) - 1,2262(1-x)^2 + 9,500(1-x)^3 - 8,0509(1-x)^4 + \dots$$

$$\alpha_4 = 1,9765(1-x)^2 - 1,6950(1-x)^3 + 17,7419(1-x)^4 + \dots$$

$$\alpha_6 = -0,9500(1-x)^3 + \dots$$

В табл. 3 перечислены точные значения коэффициентов α для больших значений x . Эти значения параметров деформации соответствуют конфигурациям, близким к цилиндру, которые показаны на рис. 5.

Таблица 3

Значения коэффициентов α для величин x , близких к единице

x	Потенциальная энергия в традиционной седловой точке Бора-Уилера $\left(\frac{\Delta V_0}{E_s}\right)_{sp}$	Параметры формы ядра в седловой точке Бора-Уилера		
		α_2	α_4	α_6
1,0	0	0	0	0
0,95	0,00008927	0,11474	0,0048403	-0,0001188
0,90	0,0007119	0,22976	0,019844	-0,0009500
0,85	0,002426	0,35039	0,047732	-0,003206
0,80	0,005880	0,48073	0,093887	-0,007600
0,75	0,01188	0,62368	0,16635	-0,01484

Примечание. Цифры получены с помощью формул (20) и (21).

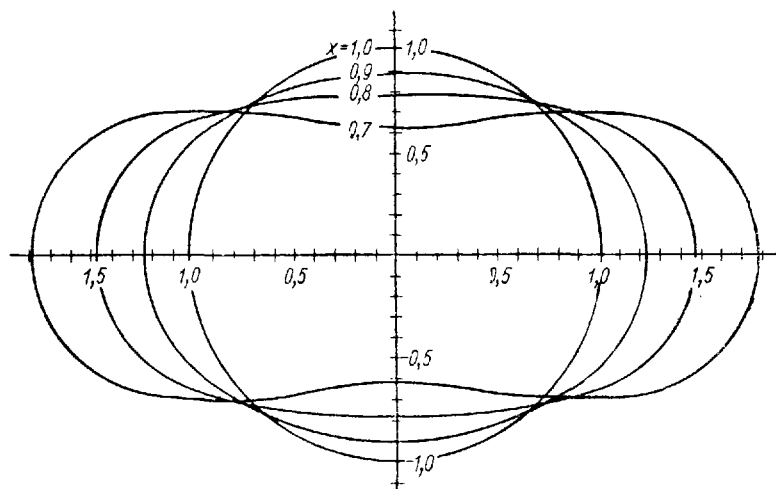


Рис. 5. Седловые конфигурации, рассчитанные Козном и Святецким [12].

В противоположном предельном случае $x = 0$ (что соответствует незаряженной капле), форма ядра в седловой точке представляет собой соприкасающиеся сферы равного объема. Или, точнее говоря, при $x \rightarrow 0$ существует несколько дискретных наборов конфигураций равновесия, каждая из которых соответствует 2, 3, ..., n , соприкасающимся сферическим осколкам равной массы. Обычно считают, что ниже $x = 0,75$ у цилиндра с закругленными концами развивается шейка в экваториальной плоскости и капля постепенно превращается в два сферических осколка, соединенных перемычкой.

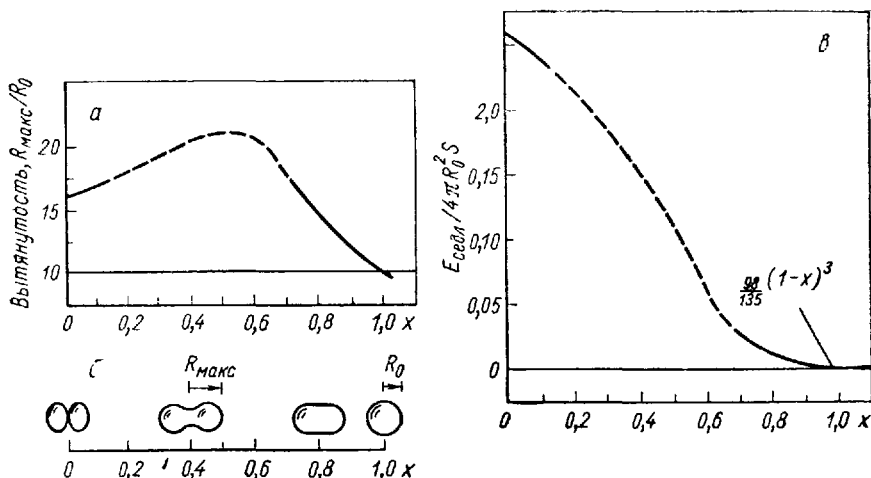


Рис. 6. Изменения формы и энергии ядра в седловой точке при переходе параметра делимости x от значений, близких к единице, к $x \rightarrow 0$ (последний случай соответствует двум касающимся сферам).

Величина x определяется как отношение $(Z^2/A)/(Z^2/A)_{\text{крит}}$: a — в качестве характеристики форм ядра в седловой точке выбрана длина большой оси. Пунктирные участки на кривых a и b приведены с помощью интерполяции; b — схематическое изображение зависимости формы в седловой точке от параметра x .

Этот плавный переход отражен на рис. 6, где качественно показано, как скорее всего потенциальная энергия обычных седловых конфигураций Бора — Уилера переходит в потенциальную энергию двух сферических осколков, соединенных тонкой шейкой. Показано также и предполагаемое изменение формы капли в седловой точке; в качестве меры деформации выбрана длина полуоси капли в седловой точке.

В 1959 г. Святецкий [12] выполнил некоторые новые расчеты и проверил старые, пытаясь проследить поведение обычной седловой точки, т. е. соответствующей формы капли и пороговой энергии в промежуточной области между двумя предельными значениями параметров делимости x . Он показал, что обычное семейство седловых точек ведет себя не так, как ожидали. Святецкий обнаружил факты, свидетельствующие о том, что, когда заряд капли превышает некоторое критическое значение, распад капли на два осколка ста-

новится двухступенчатым процессом, который можно представить следующим образом:

Сфера $\xrightarrow{\text{седло}}$ промежуточная цилиндрическая форма $\xrightarrow{\text{седло}}$ два осколка.

Эта ситуация противоречит старому взгляду на деление как на одноступенчатый процесс при любых значениях x .

Это предположение и выводы, которые из него следуют, сильно отличались от общепринятой точки зрения, так что важно было убедительно показать справедливость предположения о существовании двух седловых точек. В 1961—1962 гг. Святецкий и Коэн [13] повторили эти вычисления с повышенной точностью на машине с большим быстродействием для форм, определяемых выражением (16), включив в рассмотрение полиномы Лежандра до 18-го порядка включительно. Новые результаты заставили их изменить мнение, составленное на основании предварительных расчетов [12]. Предположение о существовании двух седловых точек не подтвердилось. Тем не менее повторные расчеты с уверенностью подтвердили наличие важных особенностей в характеристиках седловой точки и всей области, которая прилегает к ней на картах потенциальной энергии, при разных значениях x . Эти изменения заметно влияют на характеристики процесса деления.

Смысл новых результатов легче всего пояснить с помощью серии рисунков. Рассмотрим сначала рис. 7. На нем изображены приближенные схематические карты потенциальной поверхности ядра при различных значениях параметра делимости $x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{\text{крит}}$. Учитываются только коэффициенты α_2 и α_4 , но для наших целей этого достаточно, поскольку именно эти члены играют определяющую роль в образовании формы поверхности в седловой точке. На всех картах начало координат является относительным минимумом. Это означает, что исходная сфера, которой соответствует точка в начале координат, устойчива по отношению к малым деформациям (для любого значения $x < 1,0$).

На рис. 7, *а* изображена ситуация, соответствующая заряженной капле с малым значением x . Окрестности седловой точки, которая лежит далеко от начала координат, характеризуются очень крутыми склонами потенциальной поверхности как при подъеме со стороны начала координат, так и со стороны спуска в долину двух осколков, $x \approx 0,5$. Рис. 7, *б* и *в* соответствуют заряженным каплям, у которых значения x отвечают противоположным краям критического интервала значений параметра, центр которого находится в точке $x = 0,69$. На нижнем краю критического интервала (см. рис. 7, *б*) седловая точка также расположена довольно далеко от начала координат, но топография уже отличается от случая *а*. Спуск в долину двух осколков и здесь крутой, но к началу координат ведет длинное пологое плато. На рис. 7, *в* седловая точка смещена по сравнению с двумя первыми случаями на значительное расстояние в пространстве ко-

ординат и находится недалеко от его начала, т. е. соответствует сфероидальной форме, не сильно отличающейся от сферы. Но и здесь сохраняется почти горизонтальная область, простирающаяся от седловой точки до крутого обрыва, ведущего в долину осколков.

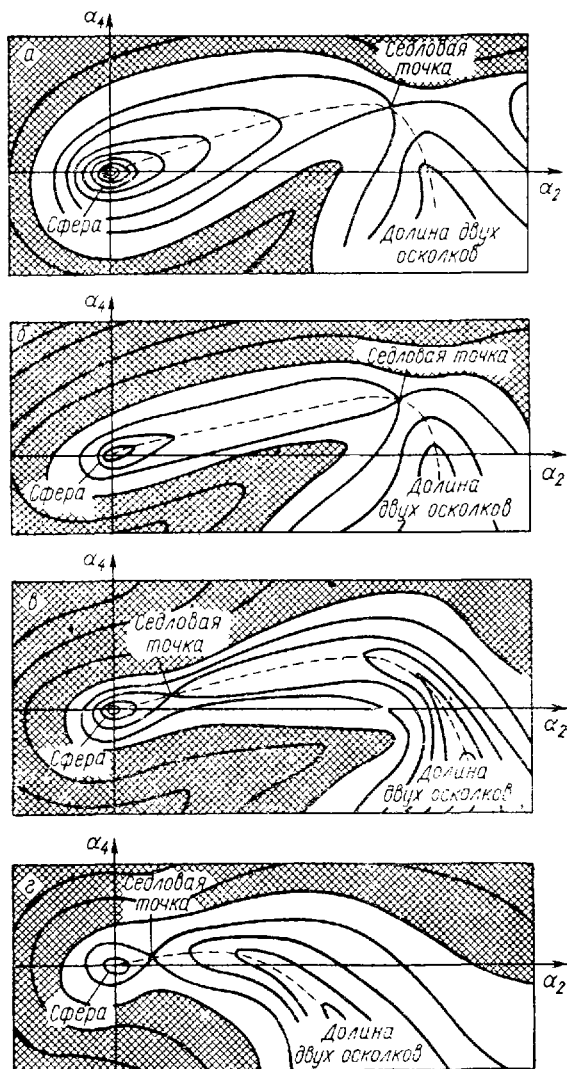


Рис. 7. Контурная карта потенциальной поверхности в плоскости $\alpha_2\alpha_4$, представляющая приблизительно результаты количественных расчетов Коэна и Святецкого [13].

Рис. 7, г соответствует заряженной капле, у которой значение параметра x существенно выше критического ($\sim 0,8$). Седло-

вая точка расположена рядом с началом координат, сразу за седлом начинается крутой спуск.

Теперь посмотрим, как изменяется потенциальная энергия по мере движения капли в пространстве деформаций по пути, который позволяет капле перевалить через седло с наименьшей затратой энергии (пунктирная линия на рис. 7).

Потенциальная энергия как функция деформации при движении вдоль этого оптимального пути показана на рис. 8. Четыре кривые

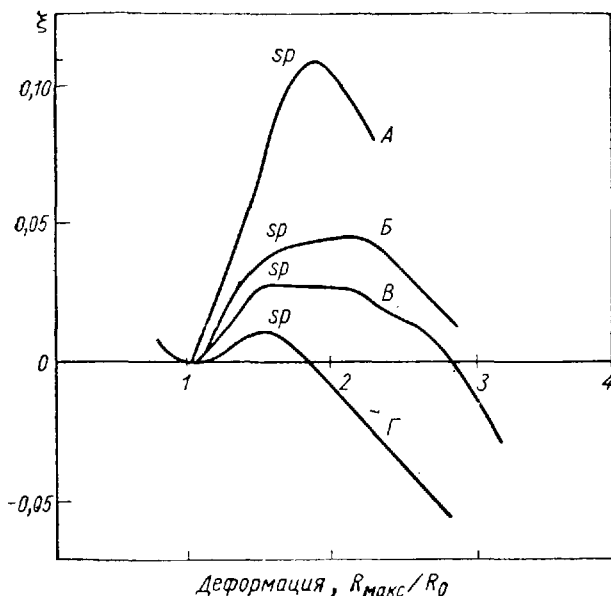


Рис. 8. Зависимость потенциальной энергии заряженной капли от деформации, отсчитываемой вдоль путей, изображенных на рис. 7 пунктирными линиями.

соответствуют четырем вариантам предыдущего рисунка. Кривая А изображает высокий и узкий барьер. Из кривой Б следует, что уже при малом отклонении от исходной сферы требуются затраты значительного количества энергии, но после некоторой точки наклон потенциальной кривой существенно уменьшается и ядро без особых дальнейших затрат может добраться до конфигурации с шейкой, которая соответствует седловой точке. Продолжение деформации за седловой точкой приводит к быстрому освобождению потенциальной энергии. На кривой В начало деформации тоже сопровождается выделением энергии, но седловая точка достигается при значительно меньшем удалении от исходной сферы, чем в случае Б. За этой точкой происходит выделение потенциальной энергии, сопровождающееся дальнейшей деформацией, ведущей к образованию двух осколков. Кривые Б и В в общем похожи на широкий барьер с плоской вер-

шиной. Кривая Γ показывает, что в последнем случае седловая точка достигается уже при небольшой деформации и с незначительной затратой энергии, и за седлом потенциальная энергия быстро падает.

Согласно расчетам Святецкого и Коэна [13], графики на рис. 6, которые отражают прежний общепринятый взгляд на существование плавного изменения седловых конфигураций при вариации x в интервале от 0 до 1, следует заменить более точным набором кривых, приводимым на рис. 9. На рис. 9, а отношение $R_{\text{макс}}/R_0$ характеризует вытянутость формы капли в седловой точке при разных x . Кривая характеризует быстрое изменение вытянутости равновесной формы в окрестности критического значения.

Это критическое значение представляет, естественно, большой интерес. Количественные расчеты показывают, что критическая величина $x_{\text{крит}}$ для капли идеальной жидкости близка к 0,67. Поскольку эта цифра находится в интервале, соответствующем реальным ядрам (см. табл. 1), вполне вероятно, что в характере процесса деления для ядер с разными x могут наблюдаться существенные различия.

Рассмотрим форму ядра в седловых точках для значений x , равных 0,8 и 0,6 (см. рис. 5). Во втором слу-

чае капля имеет ярко выраженную шейку, поэтому естественно ожидать, что симметричное распределение масс не успевает измениться при движении от седловой точки к точке разрыва. Если $x > 0,7$, то седловая точка совсем не похожа на два почти разделен-

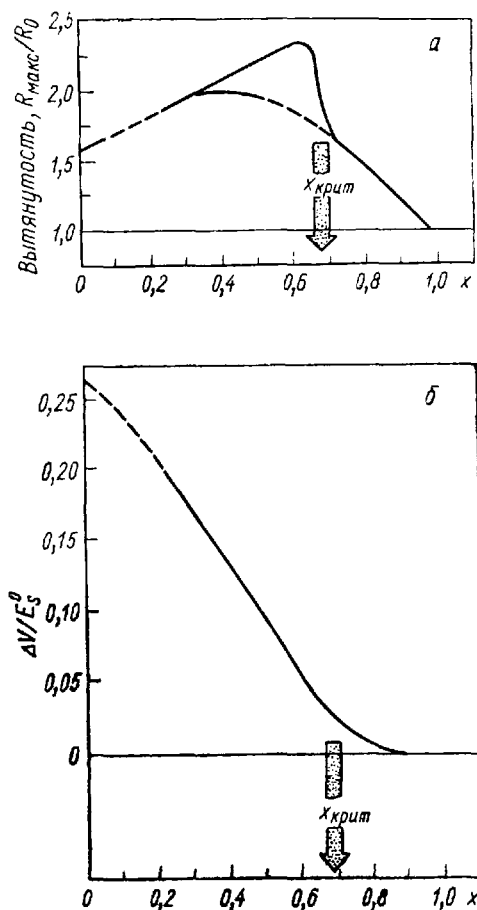


Рис. 9. Зависимость потенциальной энергии (б) и формы капли (а) в равновесном состоянии от параметра делимости x .

Пунктирная кривая совпадает с кривой, приведенной на рис. 6, а, и соответствует обычно производимой интерполяции между седловыми точками Бора—Уилера, соответствующими предельным случаям $x \rightarrow 1$ и $x \rightarrow 0$. В нижней части рисунка изображена зависимость потенциальной энергии в седловой точке от параметра x .

ных осколка; и, не рассчитывая динамических эффектов, нельзя предсказать, что произойдет между седловой точкой и точкой разрыва.

До сих пор мы ничего не говорили о возможной неустойчивости по отношению к деформациям, которые описываются нечетными полиномами Лежандра. Предварительные расчеты, проведенные много лет назад, показали что капля почти сферической формы устойчива по отношению к нечетным деформациям, но вопрос об устойчивости в этом смысле сильно деформированных конфигураций, которые соответствуют седловым точкам при $x < 0,8$, оставался открытым.

Простые полуколичественные оценки показывают, что для совсем низких величин x такая нестабильность может наблюдаться. Конфигурация, состоящая из двух соприкасающихся капель равной массы, неустойчива относительно перетекания жидкости из одной капли в другую до полного слияния. В таком случае деление на два неравных осколка будет предпочтительнее, чем деление на две равные части.

Святецкий и Коэн [13] включили в свои расчеты нечетные полиномы Лежандра вплоть до $P_{17}(\cos\theta)$ и таким образом получили количественную информацию о неустойчивости по отношению к деформациям нечетного типа. Их результаты подтвердили, что при малых значениях x существует нестабильность по отношению к поглощению одного осколка другим. При высоких значениях x сильно вытянутая форма в седловой точке довольно устойчива относительно превращения в грушевидную конфигурацию или относительно любой другой деформации асимметричного типа. Эта устойчивость постепенно ослабевает с уменьшением x , и при критическом значении $x = 0,395$ седловая точка становится неустойчивой.

Бусинаро и Галлоне [11] указали, что сильная неустойчивость относительно асимметричных деформаций может развиваться для значений x , соответствующих интересующей нас области тяжелых ядер, после прохождения седловой точки. Хилл и Уилер [14] на основании динамического рассмотрения высказали предположение, что асимметричные типы ядерного движения могут усиливаться после прохождения точки возврата и тем самым оказывать решающее влияние на создание асимметричного массового распределения.

Святецкий [6] отмечал, что разделение на осколки неравной массы может произойти и в том случае, когда симметричная седловая точка неустойчива относительно деления на три осколка равной массы. Конечно, если в процессе спуска по одной из «долин трех осколков» одна шейка порвется раньше другой, то может случиться, что после того, как одна треть капли оторвется, оставшаяся часть с меньшим отношением электростатической энергии к поверхностной может не поделиться, а останется в виде тяжелого осколка.

Следует сказать, что фундаментального объяснения асимметрии деления или ясного указания на его существование не дает ни рассмотрение формы ядра в седловых точках, ни топография потенциальной поверхности. Но неверным будет и утверждение, что модель жидкой капли предсказывает симметричное деление.

2.1.4. Карта кинетической энергии и решение уравнений движения

Теперь кратко обсудим выражение для кинетической энергии движения жидкой капли как функцию ее формы и покажем, что эта зависимость еще менее известна, чем для потенциальной энергии.

Рассмотрим малые колебания относительно сферической формы. Выведем вполне удовлетворительные выражения для кинетической энергии. Как и раньше, рассмотрим произвольную форму (ограничением является только требование аксиальной симметрии), которая меняется со временем в соответствии с формулой

$$R = \frac{R_0}{\lambda} \left[1 + \sum_2^{\infty} \alpha_n(t) P_n(\cos \theta) \right]. \quad (22)$$

Мгновенная скорость изменения величины α_n равна $\partial \alpha_n / \partial t = \dot{\alpha}_n$. Деформация поверхности приводит в движение жидкость, из которой состоит капля, а это движение обладает кинетической энергией. При малых значениях α_n кинетическая энергия определяется выражением

$$T(\dot{\alpha}) = \frac{1}{2} \sum_2^{\infty} B_n (\dot{\alpha}_n)^2, \quad (23)$$

где

$$B_n = \left\{ \frac{4\pi}{5} \rho R_0^5 \frac{1}{n} \right\} \frac{5}{2n+1}, \quad (24)$$

ρ — плотность массы.

Можно записать эквивалентные выражения

$$B_n = \frac{3}{5n(2n+1)} A M R_0^2, \quad (25)$$

где A — массовое число; M — масса нуклона; R_0 — радиус сферического ядра.

Для той же области пространства деформаций, ограничиваясь малыми отклонениями от равновесной сферической формы, потенциальную энергию можно приближенно записать в виде

$$\Delta V(\alpha) = V(\alpha) - V_{\text{сфер}} = \frac{1}{2} \sum_{n=2}^{\infty} C_n \alpha_n^2, \quad (26)$$

где

$$C_n = \left\{ 4\pi R_0^2 S \frac{1}{5} (n-1)(n+2) - \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R_0} 2 \frac{n-1}{2n+1} \right\} \frac{5}{2n+1}, \quad (27)$$

и прямо перейти к решению уравнений движения для этого частного случая, который соответствует малым колебаниям капли относительно равновесной сферической формы.

Гамильтониан (полная энергия) имеет вид

$$H = \sum_2^{\infty} \frac{1}{2} C_n \alpha_n^2 + \sum_2^{\infty} \frac{1}{2} B_n (\dot{\alpha}_n)^2 = \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{1}{2} C \alpha^2 + \frac{1}{2} B \dot{\alpha}^2 \right)_n. \quad (28)$$

Это выражение представляет собой сумму независимых осцилляторных слагаемых, каждое со своей жесткостью C_n и массовым параметром B_n . Осцилляторы можно рассматривать независимо и получить для каждой составляющей выражение для амплитуды гармонических колебаний

$$\alpha_n(t) = (\text{константа})_n \cos(\omega_n t + \delta_n). \quad (29)$$

Здесь δ_n — фаза, ω_n — круговая частота, определяемая формулой

$$\omega_n = \sqrt{\frac{\text{жесткость}}{\text{инерция}}} = \sqrt{\frac{C_n}{B_n}}. \quad (30)$$

Рассмотрение этих гармонических колебаний не дает нам четкого представления о разделении заряженной капли, но позволяет оценить применимость модели жидкой капли. Можно, например, вычислить период колебаний и сравнить его с типичным периодом одночастичного движения. В модели жидкой капли движение отдельных частиц не рассматривается, но для реальных ядер такое сравнение сделать очень важно, если включить в рассмотрение внутренние степени свободы. Грубые оценки показывают, что α_2 -колебания для U^{238} должны иметь период примерно $32 \cdot 10^{-22}$ сек, а типичное время оборота нуклона в ядре составляет около $5 \cdot 10^{-22}$ сек.

Перейдем теперь в нашем обзоре карты кинетической энергии к противоположному предельному случаю и напомним выражение для кинетической энергии разделившихся осколков. Для двух осколков это просто

$$\begin{aligned} \text{Кинетическая энергия} &= \frac{1}{2} M_1 v_1^2 + \frac{1}{2} M_2 v_2^2 + \\ &+ \text{поправочные члены.} \end{aligned} \quad (31)$$

Первые два члена дают кинетическую энергию движения центров масс осколков. Поправочный член учитывает все вибрационные возбуждения, которыми могут обладать осколки. Если эти колебания малы, мы снова можем использовать формулу

$$T(\dot{\alpha}) = \frac{1}{2} \sum_2^{\infty} B_n (\dot{\alpha}_n)^2, \quad (32)$$

но величины B_n в этом случае относятся к осколкам, а не к исходному ядру.

Карта кинетической энергии для областей пространства деформаций, окружающих седловую точку и соединяющих ее с исходной

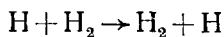
сферической конфигурацией и с точкой разрыва на осколки, попросту неизвестна. А без такой карты нельзя решить уравнения движения и провести полный динамический расчет разделения капли.

Динамические расчеты для нескольких частных случаев выполнили Хилл с сотрудниками [15] в Лос-Аламосе. Одним из интересных результатов, полученных Хиллом, является «полная история» деления ядра U^{235} , моделированного жидкой каплей. Начальным толчком к делению в этом расчете служила энергия 50 Мэв, сконцентрированная в начальный момент в гармонике P_2 . Это условие задавало начальную форму поверхности и начальную скорость ее изменения. Последующие стадии движения были прослежены электронной вычислительной машиной. Процесс разделения ядра был зафиксирован на 20 фотографиях.

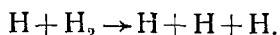
2.1.5. Статистическая механика в применении к делению

Мы видели, что решение уравнений движения в применении к процессу деления было прослежено до конца только в одном или двух частных случаях, когда пришлось ввести произвольные ограничивающие предположения, чтобы закончить расчеты. Поскольку в ансамбле реальных ядер деление может происходить при весьма разнообразных начальных условиях, то понятно, что подробный расчет динамики деления является весьма трудоемкой задачей. Чтобы составить понятие о средних результатах большого числа делений, обратимся к статистической механике. Сделав некоторые предположения, можно рассчитать вероятность деления в единицу времени для набора ядер. Но при этом мы лишимся всякой возможности узнать детально последовательность событий, которые приводят к седловой точке, а затем к разрыву.

Сначала рассмотрим классическую статистическую механику деления, а затем учтем изменения, которые вносит в такое рассмотрение квантование. Статистический анализ процесса деления очень похож на статистическое рассмотрение диссоциации молекулы. В частности, в нашем случае можно применить многие идеи анализа «переходных состояний» реагирующей химической системы [16]



плюс



(33)

Рассматривая деление, предположим, что карта потенциальной энергии в координатах $\alpha_2 \alpha_4$ имеет вид, изображенный на рис. 10. (Можно ввести и другие координаты, но это не изменит характера последующих замечаний.) Предположим, что существует единственная седловая точка или по крайней мере только одна седловая точка определяет течение процесса деления. Предположим, что в началь-

ный момент в потенциальной яме, окружающей точку $\alpha_2 = 0$, $\alpha_4 = 0$, находится очень большое число частиц. Чему равно среднее время жизни такой системы или, иначе говоря, чему равна средняя скорость диффузии воображаемых точек из потенциальной ямы за барьер. Сообщим системе определенное количество полной

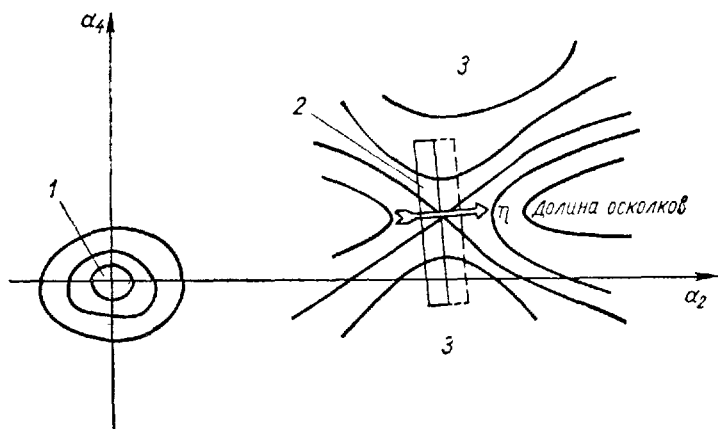


Рис. 10. Потенциальная поверхность заряженной несжимаемой жидкой капли в плоскости α_2 α_4 .

1 — потенциальная яма с большинством ядер при малых kT ; 2 — седловая точка; 3 — область с высокой потенциальной энергией.

энергии E и предположим, что между всеми степенями свободы — их полное число обозначим N — существует термодинамическое равновесие.

Равенство $E/N = kT$ определяет температуру, которая относится не к тепловому движению нуклонов, а к движению поверхности.

Из закона распределения Больцмана мы знаем, что вероятность найти систему в состоянии, где в определенной степени свободы сосредоточена энергия ϵ , падает экспоненциально, подчиняясь закону:

$$\text{Плотность вероятности} = \begin{cases} \text{константа} \times e^{-\epsilon/kT}, \\ \text{константа} = e^{-P.E./kT} e^{-K.E./kT}, \end{cases} \quad (34)$$

где Р.Е. и К.Е. — потенциальная и кинетическая энергии соответственно. Из этого выражения следует, что чаще всего встречаются точки, находящиеся вблизи дна потенциальной ямы, где потенциальная энергия самая низкая, и что плотность их спадает экспоненциально при перемещении в области с более высокой энергией вблизи седловой точки. Это спадание плотности происходит быстро, если «температура» низка, и медленно, если «температура» высока. Из равенства (34) также вытекает, что и те немногие точки, которые близки к седловой области, подчиняются этому экспоненциальному

закону, так что низкие значения кинетической энергии более вероятны.

Теперь у нас есть простой способ оценить распределение плотности и кинетической энергии частиц в окрестности седловой точки. В соответствии с методом переходных состояний (см. рис. 10) рассмотрим слой, расположенный поперек ущелья, ведущего через седловую точку, т. е. перпендикулярно направлению η . Подсчитаем количество точек внутри этого слоя, которые движутся по направлению к долине осколков. Если средняя скорость этих точек в направлении η равна $\bar{v}_n$, то за время t слой пройдет расстояние $\bar{v}_n t$, и мы сможем определить скорость, с которой точки нашей системы переваливают через барьер. Святецкий [17] предложил простую аналогию, которая позволяет более наглядно понять суть выполняемых расчетов. Представим себе огромный кратер глубиной в несколько сот миль, заполненный газом с определенной температурой T , который удерживается в кратере гравитационным полем Земли. Предположим, что за пределами кратера царит глубокий вакуум, а на его краю есть небольшая расщелина. Наша задача — рассчитать скорость, с которой атомы вытекают через расщелину. Эта скорость определяется законом Больцмана, температурой газа, высотой и шириной расщелины.

Простой прямой вывод, который мы здесь не приводим, позволяет получить выражение для скорости деления в общем виде

$$\text{Скорость деления} = A e^{-E_{\text{порог}}/kT}, \quad (35)$$

где $E_{\text{порог}}$ — порог деления, A — множитель размерности частоты. Эта формула является аналогом хорошо известного выражения для скорости химической реакции. Перечислим аналогичные друг другу понятия и величины в этих двух случаях:

химическая реакция	→	деление
энергия активации	→	пороговая энергия
скорость реакции	→	делительная ширина
адиабатическое приближение	→	пренебрежение внутренними степенями свободы.

Порог деления равен просто потенциальной энергии ядра в деформированном состоянии, отвечающем седловой точке. Частотный множитель A для случая малых kT можно приближенно записать в виде

$$A \sim \sqrt{\left(\frac{C_2}{M^*}\right) \left(\frac{C_4}{C_4'}\right) \left(\frac{C_6}{C_6'}\right) \dots}, \quad (36)$$

где C_n — упругие постоянные типа $\partial^2 V / \partial \alpha_n^2$. Нештрихованные постоянные относятся к сферическому ядру, штрихованные — к седловой точке. Чтобы их вычислить, необходимо знать карту потенциальной поверхности вблизи этих точек, но не в других местах. Константы C' определяют размеры щели, через которую

вытекает «газ». За исключением C_2 , все упругие постоянные входят в приведенное выше выражение парами — одна для основного состояния, другая для седловой точки. M^* — эффективная масса для движения, соответствующего гармонике α_2 .

Если ограничиться оценкой по порядку величины, то можно произвести дальнейшие упрощения, предположив, что все отношения постоянных C_n/C_n' близки к единице. Тогда для множителя A имеем

$$A \sim \sqrt{\frac{C_2}{M^*}} \sim \sqrt{\frac{\text{жесткость в направлении на седловую точку}}{\text{эффективная масса, т. е. коэффициент инерции для движения к седловой точке}}} \quad (37)$$

В этом приближении частота A имеет порядок величины 10^{-21} сек. Это приводит к грубой формуле

$$\text{Скорость} \sim 10^{21} \text{ сек} e^{-E_{\text{порог}}/kT},$$

с помощью которой можно приближенно оценить скорость разделения заряженной жидкой капли, если ее энергия возбуждения заключена в пределах

$$E_f \ll E \ll NE_f.$$

На основании того, что мы уже сейчас знаем о структуре потенциальной поверхности вблизи основного состояния и в окрестностях седловой точки, можно было бы вычислить упругие постоянные C_n вместе с пороговой энергией и получить более точную оценку частотного фактора, чем приведенное выше значение 10^{-21} сек, однако до сих пор таких оценок опубликовано не было. Поэтому все утверждения, сделанные нами выше и относящиеся к «надбарьерному делению» заряженной жидкой капли, лишь в общих чертах описывают характер расчетов, использующих классическую статистическую механику.

Ясно, что последовательные статистические расчеты надо проквантовать (в случае реального ядра) и учесть влияние внутренних степеней свободы. Рассмотрим некоторые общие черты процедуры квантования.

В 1939 г. Бор и Уилер [18] развили общий подход для квантового статистического расчета вероятности деления.

Потенциальный барьер деления вдоль пути в пространстве деформаций, по которому происходит процесс деления, показан на рис. 11. Для тяжелых ядер с x , близким к единице, в качестве абсциссы на таком графике можно приближенно выбрать α_2 . Рассмотрим совокупность ядер с энергией возбуждения в интервале от E до $E + dE$. Число энергетических уровней в этом интервале равно $\rho(E)dE$, и мы будем считать, что все они заполнены. Но поскольку мы собираемся применить метод переходных состояний, главное внимание сосредоточим на ядрах, которые обладают деформацией, близкой к седловой точке. После этого, как предлагают

Бор и Уилер [18], полную энергию возбуждения E нужно разделить на две части. Первая складывается из потенциальной и кинетической энергий, связанных с переходным состоянием, т. е. с движением «в направлении деления». Обозначим эту часть $E_f + K$. Вторая часть ϵ идет на возбуждение всех остальных степеней свободы, кроме степени, связанной с делением. Ясно, что

$$\epsilon = E - E_f - K. \quad (38)$$

Определим плотность уровней переходного состояния $\rho^*(E - E_f - K)$, которая указывает число уровней, соответствующих воз-

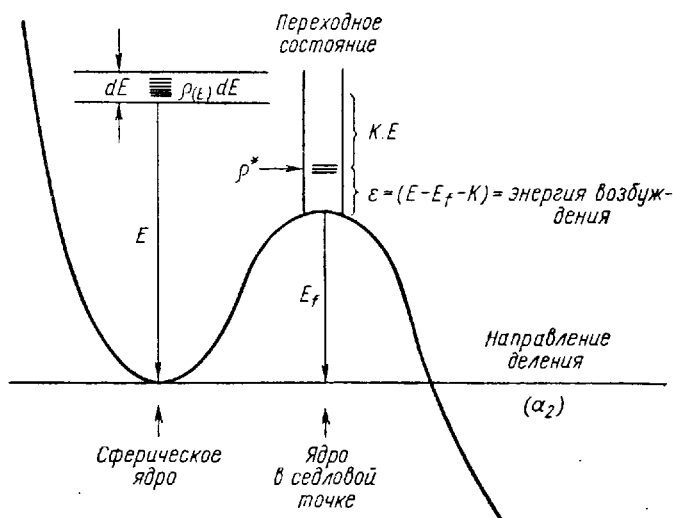


Рис. 11. Статистический анализ вероятности деления с помощью понятия о переходном состоянии и в соответствии с качественным рассмотрением Бора — Уилера [18].

буждению всех «неделительных» степеней свободы, в энергетическом интервале от ϵ до $\epsilon + d\epsilon$. Выражение для плотности уровней $\rho^*(E - E_f - K)$ можно проинтегрировать по всем возможным значениям кинетической энергии K и получить полное число ядер, находящихся в переходной области. Но переходят через потенциальный барьер и испытывают деление только те ядра, у которых есть составляющая скорости в направлении деления, и это необходимо учесть. Исходя из таких соображений, Бор и Уилер [18] получили следующее выражение для числа делений в единицу времени:

$$\text{Скорость деления} = dE \int_K \rho^*(E - E_f - K) V \frac{dp}{h}, \quad (39)$$

где dE , ρ^* , E , E_f и K определены выше; V — скорость в направлении деления; dp — интервал в импульсном пространстве $dK = v dp$.

Чтобы воспользоваться этим уравнением, мы должны найти способ вычисления плотности уровней в переходном состоянии ρ^* . До сих пор не опубликовано ни одной работы, в которой такой расчет серьезно продвинулся бы за рамки качественного рассмотрения Бора — Уилера. Более полное рассмотрение должно учитывать и возможность конкурирующего процесса для снятия возбуждения испускания нейтронов в тех случаях, когда энергия возбуждения превышает энергию связи нейтрона в соответствующем ядре. В модели жидкой капли это обстоятельство не рассматривается, но в реальном ядре это очень важный эффект. Бор и Уилер провели в общих чертах и статистическое рассмотрение распада с испусканием нейтрона.

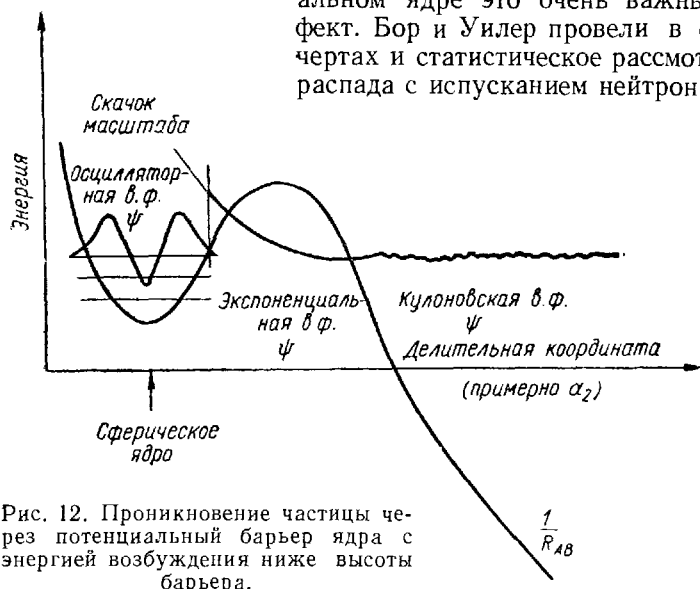


Рис. 12. Проникновение частицы через потенциальный барьер ядра с энергией возбуждения ниже высоты барьера.

Если энергия возбуждения лишь немного выше или ниже барьера деления, то вероятность деления заметно уменьшается. В классическом случае она обращается в нуль, когда энергия возбуждения становится ниже порога деления, но в квантовой механике всегда существует отличная от нуля вероятность проникновения через барьер. Этот эффект и обуславливает возможность спонтанного деления. На рис. 12 проиллюстрирован процесс проникновения через потенциальный барьер ядра, находящегося в определенном квантовом состоянии. Ситуация очень напоминает спонтанное деление или α -распад тяжелых элементов, и, как и в случае α -распада, можно различить три области, в которых волновая функция будет выглядеть по-разному. Важно иметь в виду, конечно, что при делении волновая функция относится не к проникновению частицы через барьер, а к движению поверхности, которое соответствует преодолению максимума потенциальной энергии в пространстве деформаций.

Первая область на карте потенциальной энергии соответствует малым колебаниям ядра около сферического положения равновесия, которое устойчиво по отношению к малым деформациям. Потенциальная кривая здесь похожа на параболу и волновые функции системы очень близки к волновым функциям гармонического осциллятора. Полное рассмотрение должно также включать дополнительные волновые функции для описания вращения капли. Нулевые колебания сохраняются и у ядра в основном состоянии.

В подбарьерной области волновая функция поверхностного движения представляет собой экспоненту, спадающую при движении наружу. Для низколежащих состояний ядра волновые функции в подбарьерной области должны быть очень малы. За барьером потенциальная энергия определяется кулоновским отталкиванием двух заряженных осколков. На больших расстояниях потенциальная энергия пропорциональна $1/R_{AB}$, где R_{AB} — расстояние между центрами тяжести двух осколков. В этой области волновые функции быстро становятся чисто кулоновскими.

Математические методы решения задачи о проникновении через потенциальный барьер имеют общий характер и в нашем случае очень похожи на приемы, применяемые при теоретическом рассмотрении α -распада. Оценки по порядку величины, основанные на использовании грубой формулы для вероятности проникновения через барьер, показывают, что огромные времена жизни по отношению к спонтанному делению таких тяжелых ядер, как уран и торий, вполне понятны. В количественном отношении, однако, эти приближенные оценки периода спонтанного деления все еще весьма грубы. Фоланд и Презент [19] выполнили расчет вероятности проникновения через потенциальный барьер для спонтанного деления, используя гидродинамическую модель с безвихревым течением жидкости. Они сравнили свои расчеты с экспериментальными данными для изотопов фермия. Уилер [20] также обсуждал проблему прохождения через потенциальный барьер, препятствующий делению.

Следует также заметить, что взгляды Святецкого по поводу двух ветвей семейства равновесных форм Бора — Уилера имеют важное значение для квантовомеханического расчета вероятности спонтанного деления*. Для значений x , превышающих критическую величину, процесс деления разбивается на следующие стадии:

Сфера $\xrightarrow{\text{барьер}}$ вытянутая конфигурация $\xrightarrow{\text{барьер}}$ 2 осколка.

В этом случае необходимо рассматривать проникновение через два барьера, а не через один. Очень важно уметь оценить высоту и ширину обоих барьеров. Вместо двух барьеров может оказаться один, но зато широкий; эта большая ширина сильно повлияет на вероятность прохождения через барьер.

* Как отмечалось на стр. 28, это предположение не подтверждается расчетами. — *Прим. ред.*

2.1.6. Статистическая теория деления Фонга

В середине пятидесятих годов Фонг [21] применил к рассмотрению ядерного деления статистический подход, который имел существенное отличие от рассмотренного выше. Фонг сконцентрировал внимание на ядре, находящемся в критическом положении перед самым разрывом, а не в седловой точке. Согласно его рассуждениям, деление — достаточно медленный процесс, и за время прохождения от седловой точки до разрыва нуклон успевает пересечь ядро несколько раз. Поэтому возможно, что на каждой стадии процесса между седловой точкой и разрывом успевает установиться статистическое равновесие. Если это справедливо, то решающее значение должны иметь относительные плотности ядерных состояний, соответствующие различным способам деления как раз в момент установления статистического равновесия непосредственно перед разрывом.

Для удобства расчетов Фонг аппроксимирует форму ядра в момент разрыва двумя деформированными соприкасающимися осколками, а для дальнейшего упрощения вычислений предполагает, что деформация каждого осколка описывается полиномом Лежандра $P_3(\cos \theta)$. Этот выбор лучше всего соответствует нашему интуитивному представлению о наиболее вероятной форме только что сформировавшихся осколков. Плотность квантовых состояний, очевидно, зависит от энергий возбуждения обоих осколков в этот критический момент; следовательно, очень важно оценить эту энергию поточнее. Большая энергия возбуждения соответствует большей плотности квантовых состояний и, следовательно, большей вероятности. Плотность возбужденных состояний ядра, согласно общим положениям статистической модели, равна

$$W_0(E) = C_{\text{экс}} 2 \sqrt{\alpha E}, \quad (40)$$

где $C_{\text{экс}}$ и α — эмпирические параметры, получаемые из других данных, а E — энергия возбуждения. Поскольку выражение для плотности уровней представляет собой быстро возрастающую функцию энергии возбуждения, небольшое изменение этой энергии может привести к значительному изменению относительной вероятности. Согласно статистической теории Фонга, основной причиной, по которой асимметричные способы деления преобладают, является тот факт, что при асимметричном делении энергия возбуждения осколков на 5 Мэв больше, чем при симметричном. Для расчета полного энерговыделения при делении, которое имеет первостепенное значение, Фонг вывел свою собственную полуэмпирическую формулу масс, дающую массы первичных осколков при делении различными способами. Эта формула в отличие от старого выражения Бора и Уилера [18] учитывает влияние на массовую поверхность оболочечных эффектов. Следовательно, асимметричное деление связывается

в некотором смысле с оболочечной структурой ядра; такое предположение делалось и другими авторами [22—26]*.

Полная энергия при делении распределяется между внутренним возбуждением осколков, энергией их деформации, энергией кулоновского взаимодействия и энергией поступательного движения. Энергия внутреннего возбуждения, которая играет ключевую роль в определении относительной вероятности разных способов деления в теории Фонга, зависит от массового числа, заряда и деформации осколков. Фонг выполнил необходимое интегрирование по этим переменным и теоретически рассчитал некоторые характеристики реакции деления — кривую выходов масс, распределение зарядов, распределение по кинетическим энергиям и т. д. В частности, результаты его расчетов очень хорошо воспроизводили массовое распределение при делении U^{235} . Однако Перринг и Стори [25] не смогли, используя теорию Фонга, получить согласие с массовым распределением Pu^{239} , хотя Фонг [26] это потом и сделал, подобрав другие значения параметров в своей массовой формуле.

Эта чисто статистическая теория деления вызвала много возражений. Главный упор в ней делается на равновесную плотность состояний в момент, предшествующий разрыву, и совершенно не принимаются во внимание каналы деления — квантовые переходные состояния делящегося ядра на вершине барьера деления в седловой точке. Теория использует упрощенную модель для расчета энергии деформации осколков; казалось бы, скорее следует использовать для расчета энергий деформации нильсоновский метод. Плотность уровней, имеющая решающее значение для теории, не основывается непосредственно на экспериментальной информации, и для нее в окрестностях магических осколков могут получаться неправильные значения. Кроме того, нет уверенности, что выбранная формула для плотности уровней применима для деформированных осколков.

Ньютон [27, 28] вывел формулу для расстояния между уровнями, которая воспроизводит влияние оболочечных эффектов на плотность уровней при ядерных возбуждениях с энергией, превышающей 1 Мэв. Если подставить эту формулу в статистическую теорию деления вместо того выражения, которое использовал Фонг, то хорошего согласия с распределением по массам и другими экспериментальными характеристиками уже не получится.

Тем не менее нельзя игнорировать огромное количество экспериментальных данных (о них мы будем говорить ниже), которые показывают, что оболочечная структура осколков коррелирует со многими наблюдаемыми характеристиками деления, такими, как энерговыделение, распределение по массе и заряду, вероятность испускания нейтрона как функция массы осколка. Кроме того, Стейн и Ветстон [29], исследуя испускание мгновенных нейтронов при спонтанном делении Cf^{252} , не обнаружили изменения числа вто-

* См. также Б. Т. Гейликлман. «Атомная энергия», 6, 298 (1957). — Прим. ред.

ричных нейтронов при изменении массового отношения осколков, которое было предсказано теорией.

Эти факты убедительно показывают, что статистические факторы, проявляющиеся на поздних стадиях процесса деления, оказывают большое влияние на его результаты. Следует более тщательно рассмотреть потенциальную и кинетическую энергии деформированной жидкой капли и динамику разделения, прежде чем можно будет высказать окончательное суждение о применимости основных предположений подхода Фонга.

2.1.7. Влияние углового момента

В нашем обзоре модели жидкой капли до сих пор ничего не было сказано о влиянии углового момента. Это оправдано при рассмотрении спонтанного деления или деления медленными нейтронами. Однако, когда деление вызывается частицами высокой энергии, передаваемый угловой момент может быть велик и может играть важную роль. Особенно это относится к бомбардировке ядер-мишеней тяжелых элементов тяжелыми ионами, когда угловой момент компаунд-системы может составлять от 50 до 130 единиц и даже больше.

Г. А. Пик-Пичак [30] рассмотрел влияние углового момента на высоту барьера и сечение деления. Он допустил, что справедлива модель жидкой капли, и, кроме того, предположил, что момент инерции вращающейся капли равен моменту инерции твердого тела. В выражении для изменения энергии деформированной капли по сравнению с энергией сферы Г. А. Пик-Пичак сохранил поверхностный и кулоновский члены, но добавил к ним слагаемое, соответствующее изменению вращательной энергии при изменении формы капли:

$$\Delta E = \Delta E_s + \Delta E_q + \Delta E_{\text{вращ}}. \quad (41)$$

Для заданного значения углового момента можно определить потенциальную энергию деформации как функцию деформационных координат и рассчитать положение на этой поверхности седловых точек, соответствующих неустойчивому равновесию. Г. А. Пик-Пичак [30] показал, что седловые энергии понижаются с возрастанием углового момента, а вероятность деления при этом сильно увеличивается. Таким образом, угловой момент следует рассматривать наравне с зарядом как важный фактор, способствующий делению.

Для каждого значения параметра делимости $x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{\text{крит}}$ существует критическое значение отношения E/E_s , которое указывает предел, выше которого сферическая заряженная капля больше не является устойчивой конфигурацией. Согласно обычной капельной модели, все такие ядра должны мгновенно делиться.

Детальные расчеты влияния углового момента на барьерные энергии, форму ядра в седловой точке и другие характеристики процесса деления выполнялись несколькими авторами [31].

2.2. ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА И ТЕОРИЯ ДЕЛЕНИЯ

Согласно обобщенной модели О. Бора [32], следует ожидать, что некоторые свойства процесса деления должны коррелировать с особенностями тех конкретных квантовых состояний в седловой точке, через которые происходит деление. Когда возбужденное ядро приближается к седловой точке, энергия возбуждения превращается в энергию деформации, в результате чего ядро в седловой точке становится «холодным». Здесь имеются лишь несколько далеко отстоящих друг от друга уровней, спины и четности которых должны сильно влиять на процесс деления, выбирая тот или иной его тип. Считается, что спектр низлежащих уровней в седловой точке должен напоминать спектр уровней ядра вблизи основного состояния. В гл. 3 первого тома было показано (см. вып. 3), что низлежащие состояния четно-четных составных ядер образуют вращательную полосу (0+, 2+, 4+ и т. д.), основанную на состоянии 0+, а кроме того, последовательность уровней отрицательной четности (1—, 3—, 5— ...). Уровни отрицательной четности, как предполагают, представляют собой вращательную полосу, основанную на состоянии 1—, которое характеризуется асимметричной деформацией ядра.

Если низлежащие уровни деформированного четно-четного ядра в седловой точке подобны низлежащим уровням недеформированного ядра, то состояние отрицательной четности 1— может играть важную роль в делении ядер, энергия возбуждения которых близка к порогу (рис. 13). С появлением этих состояний отрицательной четности можно связать асимметрию деления. Угловое распределение осколков также может быть связано с доминирующей ролью, которую играет в процессе деления при прохождении через седловую точку каналовое состояние 1—. Этот вопрос более детально обсуждается в разд. 10.6.

При высоких энергиях возбуждения, когда на потенциальную энергию деформации затрачивается лишь часть начальной энергии возбуждения, в качестве доступных каналов деления могут высту-

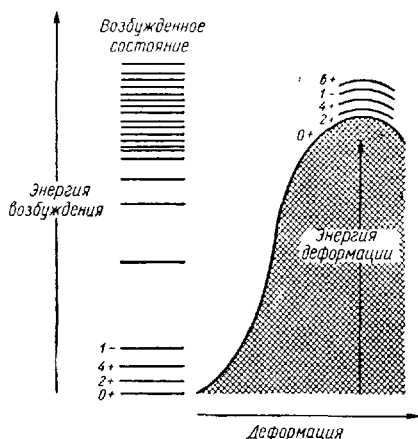


Рис. 13. Схема, иллюстрирующая гипотезу О. Бора о том, что ядро, делящееся в результате захвата нейтрона, затрачивает большую часть своей энергии возбуждения на создание деформации.

пать многочисленные и разнообразные уровни. При этом деление становится более симметричным и угловая анизотропия сглаживается.

2.3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из краткого описания нынешнего состояния теории деления, которое было дано в настоящей главе, можно сделать вывод, что до создания законченной теории еще далеко. Даже простейшие модели процесса деления не разработаны до конца. До сих пор наибольшие усилия затрачивались на исследование потенциальной энергии деформации заряженной жидкой капли. Было бы неправильно недооценивать важность этих расчетов, поскольку их результаты служат основанием для более полной теории и указывают направление, в котором она должна развиваться. Кроме того, как это будет ясно из дальнейшего изложения, теоретические идеи и расчеты оказались исключительно полезными при сопоставлении и объяснении экспериментальных данных.

Тем не менее глубокого понимания экспериментальных результатов и более точных указаний на направления новых исследований можно добиться, произведя расчеты, в которых наряду со статическими будут учтены и все динамические и статистические аспекты модели, т. е. лишь после тщательного исследования всех элементов, перечисленных в разд. 2.12. В качестве примера таких расчетов можно рассмотреть очень интересное и важное исследование Никса и Святецкого [33].

Эти авторы использовали очень упрощенную модель жидкой капли. Они моделировали ядро перед делением двумя перекрывающимися сфероидами, а осколки после разрыва — сфероидами. Сравнение с результатами предыдущей работы Коэна и Святецкого показало, что значения седловых энергий и форма ядра в седловой точке для самых тяжелых элементов довольно грубо описываются упрощенной моделью, но для элементов легче радия согласие хорошее. При расчетах предполагали, что в седловой точке существует статистическое равновесие между всеми типами движения (растяжение, изгиб, вращение, изменение массы осколков), которые возможны в рамках сформулированного выше ограничения формы двумя сфероидами. Принимая статистическое равновесие в седловой точке за начальное условие, авторы рассчитали распределение вероятностей на бесконечности для полной кинетической энергии осколков, их масс, энергии возбуждения и углового момента каждого осколка. Эти результаты оказались в прекрасном согласии с экспериментальными данными для делящихся ядер легче радия *.

* В этих ядрах ($x \approx 0,7$) седловая точка близка к капельной деформации разрыва ядра и, следовательно, описание разрыва при помощи квазистатической модели оправдано (см. также работы, перечисленные в списке на стр. 22.) — *Прим. ред.*

Чтобы добиться такого же успеха для самых тяжелых элементов, следует пересмотреть модель жидкой капли, а может быть, и учесть одночастичные эффекты каким-то самосогласованным способом. Можно надеяться, что и в дальнейшем будут предприниматься попытки развить теорию деления в духе модели Никса и Святецкого, т. е. с помощью оператора Гамильтона, описывающего идеализированную модельную ситуацию с последующим систематическим применением статических, динамических и статистических методов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Bohr N. Nature, **137**, 344, 351 (1936).
2. Bohr N., Kalckar F. Dan. Mat.-fys. Medd., **14**, No. 10 (1937).
3. Meitner L., Frisch O. R. Nature, **143**, 239 (1939).
4. Bohr N., Wheeler J., Phys. Rev., **56**, 426 (1939).
5. Frenkel J. Phys. Rev., **55**, 987 (1939); J. Phys. USSR, **1**, 125 (1939).
6. Swiatecki W. J. Paper P/651 in Proceedings of the Second U. N. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva (1958).
7. Present R. D., Knipp J. K. Phys. Rev., **57**, 751, 1188 (1940).
8. Present R. D., Reines F., Knipp J. K. Phys. Rev., **70**, 557 (1946).
9. Frankel S., Metropolis N. Phys. Rev., **72**, 914 (1947).
10. Носов В. Г. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 234.
11. Businaro U. L., Gallone S. Nuovo cimento, **1**, 629, 1277 (1955).
12. Swiatecki W. J. (неопубликованные результаты) 1959; Cohenaut W. J. Swiatecki Deformation Energy of Charged Drop. IV Ann. of Phys. (N. Y.), **67**, 164 (1962).
13. Swiatecki W. J., Cohen S. Ann. Phys. (N. Y.), **22**, 406 (1963).
14. Hill D. L., Wheeler J. A. Phys. Rev., **89**, 1102 (1953).
15. Hill D. L. Paper P/660 in Proceedings of the Second U. N. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva (1958).
16. Glasstone, Laidler, Eyring. Theory of Rate Processes (N. Y., McGraw-Hill Book Co. Inc., 1941).
17. Swiatecki W. J. (Частное сообщение).
18. Bohr N., Wheeler J. A. Phys. Rev., **56**, 426 (1939).
19. Foland W. D., Present R. D. Phys. Rev., **113**, 613 (1959).
20. Wheeler J. A. In: «Niels Bohr and the Development of Physics» Lond.: Pergamon Press (N. Y., McGraw-Hill Book Co. Inc., 1955), p. 163.
21. Fong P. Phys. Rev., **102**, 434 (1956).
22. Mayer M. G. Phys. Rev., **74**, 235 (1948).
23. Meitner L., Nature, **165**, 561 (1950).
24. Curie D. Compt. rend., **235**, 1286 (1952); **237**, 1401 (1953).
25. Perring J. K., Storey J. S. Phys. Rev., **98**, 1525 (1955).
26. Fong P. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **1**, 303 (1956).
27. Newton T. D. Canad. J. Phys., **34**, 804 (1956).
28. Newton T. D. Paper D1, Proceeding of the Symposium on the Physics of Fission, held at Chalk River, Ontario, May 14—18, 1956, Report CRP—6462—A. Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River, Ontario, Canada.
29. Stein W. E., Whetstone S. L., Phys. Rev., **110**, 476 (1958).
30. Пик-Пичак Г. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **34**, 341 (1958).
31. Hiskes J. (Неопубликованные результаты). Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL—9275 (1960); Sperber D. Phys. Rev., **130**, 468 (1963); Beringer R., Knox W. J. Phys. Rev., **121**, 1195 (1961).

32. Bohr A. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955)». Т. 2. М., Атомиздат, 1956, стр. 175.
33. Nix J. R., Swiatecki W. J. Ann. Phys. (N.Y.), 1964; Nix J. R., Thesis, University of California, 1964.; см. также University of California Report, UCRL 11338 (April 1964).

3

ВЕРОЯТНОСТЬ ДЕЛЕНИЯ

3.1. ЭМПИРИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ ПРИ ДЕЛЕНИИ

Теория Бора и Уилера [1] предсказывает сильную зависимость барьера деления или критической энергии деформации от параметра Z^2/A . Поэтому величину Z^2/A следует считать важной характеристикой делимости. Однако пороги деления, определенные измерением сечений фотоделения и деления нейтронами, показывают, что барьер деления зависит от Z и A не так сильно, как предсказывает теория.

Несколько лет назад Сиборг [2] пытался рассчитать порог, или барьер деления медленными нейтронами с помощью эмпирической формулы для периодов полураспада по отношению к спонтанному делению, которая следует из линейной зависимости, изображенной на рис. 1. Он заметил, что общее поведение периодов спонтанного деления четно-четных ядер можно описать выражением

$$T = 10^{-21} \cdot 10^{178-3,75Z^2/A}. \quad (1)$$

Известно, что спонтанное деление — это квантовомеханический процесс проникновения через барьер, и период полураспада должен быть очень чувствителен к высоте барьера. В частности, Франкель и Метрополис [3] получили соотношение

$$T = 10^{-21} \cdot 10^{7,85E_f}, \quad (2)$$

где E_f — высота барьера деления, Мэв. Сиборг [2] предположил, что выражение (2) в общем справедливо, и, используя оба равенства, получил

$$E_f = (19,0 - 0,36Z^2/A). \quad (3)$$

Это выражение применимо только к четно-четным составным ядрам в ограниченном интервале значений Z^2/A , поскольку именно такая область применимости выражения (2). В дальнейшем в разд. 3.6 покажем, что вероятность спонтанного деления нечетных ядер почти в 10^3 раз меньше, чем вероятность спонтанного деления четно-четных ядер, а для нечетно-нечетных ядер этот фактор составляет примерно 10^5 . Следовательно, соответствующие барьеры деления могут

быть выше примерно на 0,4 и 0,7 Мэв, поскольку десятикратное возрастание периода полураспада соответствует примерно увеличению барьера деления на 0,13 Мэв. Поэтому эмпирическая зависимость приобретает вид

$$E_f = (19,0 - 0,36Z^2/A + \epsilon) \text{ Мэв}, \quad (4)$$

где $\epsilon = 0$ для четно-четных ядер, 0,4 — для нечетных и 0,7 для нечетно-нечетных ядер. Поскольку заметную вероятность деления,

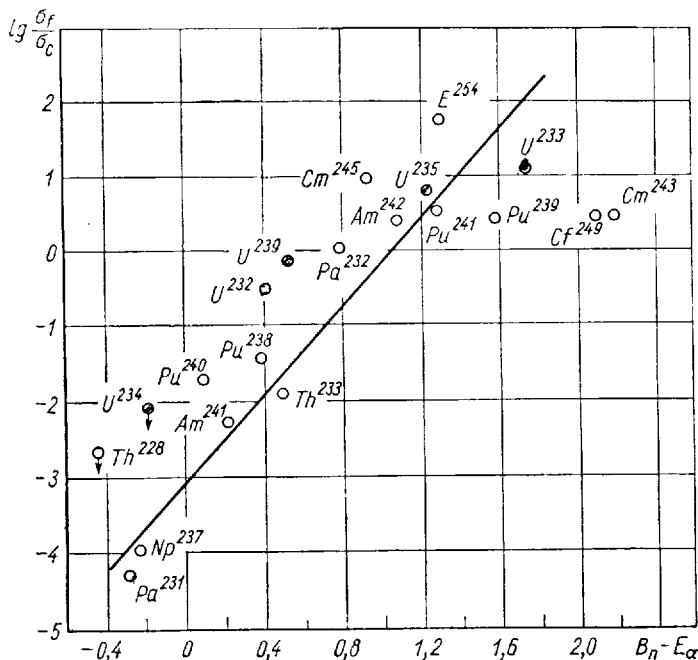


Рис. 1. Зависимость отношения σ_f/σ_c от разницы энергий $B_n - E_\alpha$ согласно данным, приведенным в табл. 1.

вызванного нейтронами, можно наблюдать и ниже барьера деления, в точке, где время жизни по отношению к делению сравнимо со временем жизни по отношению к испусканию γ -кванта, а оно составляет примерно 10^{-14} сек, то энергия активации деления E_a меньше, чем высота барьера, которая соответствует времени деления порядка 10^{-21} сек. Таким образом, используя полученное соотношение, согласно которому фактору 10 в периоде спонтанного деления соответствует увеличение высоты порога на 0,13 Мэв, получаем, что E_a примерно на 0,9 Мэв больше, чем B_n .

Если взять разницу между величинами B_n — энергия связи нейтрона и E_a — рассчитанная энергия активации (см. табл. 1), то ее знак удивительно хорошо коррелирует с наличием или отсут-

Корреляция между делимостью медленными нейтронами, энергией активации деления и энергией связи нейтрона в соответствующем ядре

Ядро	$E_b^{*1}, \text{Мэв}$	$E_a^{*2}, \text{Мэв}$	$B_n^{*3}, \text{Мэв}$	$B_n - E_a, \text{Мэв}$	Делимость медленными нейтронами ^{*1}
Ra ²²⁶	7,1	6,2	4,5	-1,7	—
Ra ²²⁸	7,2	6,3	4,7	-1,6	—
Ac ²²⁷	7,2	6,3	5,0	-1,3	—
Th ²²⁷	6,2	5,3	7,1	1,8	+
Th ²²⁸	6,7	5,8	5,3	-0,5	—
Th ²²⁹	6,3	5,4	6,8	1,4	+
Th ²³⁰	6,8	5,9	5,0	-0,9	—
Th ²³²	6,9	6,0	4,9	-1,1	—
Th ²³³	6,5	5,6	6,1	0,5	+
Th ²³⁴	7,0	6,1	4,6	-1,5	—
Pa ²³⁰	6,5	5,6	6,7	1,1	+
Pa ²³¹	6,8	5,9	5,7	-0,2	—
Pa ²³²	6,6	5,7	6,5	0,8	+
Pa ²³³	7,0	6,1	5,2	-0,9	—
U ²³⁰	6,2	5,3	5,9	0,6	+
U ²³¹	5,9	5,0	7,3	2,3	+
U ²³²	6,3	5,4	5,8	0,4	+
U ²³³	6,0	5,1	6,8	1,7	+
U ²³⁴	6,4	5,5	5,2	-0,3	—
U ²³⁵	6,1	5,2	6,5	1,3	+
U ²³⁶	6,5	5,6	5,3	-0,3	—
U ²³⁸	6,6	5,7	4,8	-0,9	—
U ²³⁹	6,3	5,4	5,9	0,5	+
Np ²³⁴	6,1	5,2	6,9	1,7	+
Np ²³⁶	6,2	5,3	6,7	1,4	+
Np ²³⁷	6,6	5,7	5,5	-0,2	—
Np ²³⁸	6,4	5,5	6,1	0,6	+
Np ²³⁹	6,7	5,8	5,1	-0,7	—
Pu ²³⁶	6,0	5,1	6,0	0,9	+
Pu ²³⁸	6,1	5,2	5,6	0,4	+
Pu ²³⁹	5,7	4,8	6,4	1,6	+
Pu ²⁴⁰	6,2	5,3	5,4	0,1	+
Pu ²⁴¹	5,9	5,0	6,3	1,3	+
Pu ²⁴²	6,3	5,4	5,0	-0,4	—
Am ²⁴¹	6,3	5,4	5,6	0,2	+
Am ^{242m}	6,0	5,1	6,2	1,1	+
Am ²⁴²	6,0	5,1	6,2	1,1	+
Am ²⁴³	6,4	5,5	5,2	-0,3	—
Cm ²⁴²	5,8	4,9	5,6	0,7	?
Cm ²⁴³	5,4	4,5	6,7	2,2	+
Cm ²⁴⁴	5,9	5,0	5,7	0,7	?
Cm ²⁴⁵	5,5	4,6	6,4	1,8	+
Cf ²⁴⁹	5,2	4,3	6,6	2,3	+
Es ²⁵⁴	5,6	4,7	6,0	1,3	+

Примечание. Таблица перепечатана из работы Ванденбоша и Сиборга [Rhus. Rev., 110, 507 (1958)].

*¹ Потенциальный барьер деления рассчитан по формуле (4). Это выражение применяется для ядра, полученного добавлением одного нейтрона к изотопу, названному в левой колонке.

*² Энергия активации деления на 0,9 Мэв меньше, чем E_f .

*³ Энергия связи нейтрона в ядре с массовым числом $A+1$.

*⁴ Знак плюс означает, что сечение деления больше 1 барн, а минус — меньше 1 барн.

ствием деления медленными нейтронами. Ядра, у которых эта разница положительна, имеют сечение деления больше 1 барн, а у ядер с отрицательной разницей $B_n - E_a$ сечение деления меньше этой произвольно выбранной границы между делящимися и неделящимися ядрами. Если E_a превосходит энергию связи B_n , то разница между ними должна равняться порогу деления рассматриваемого ядра нейтронами (см. табл. 1). Согласно этой таблице, пороги деления для разных ядер должны иметь следующие величины: Th^{232} (0,9 Мэв), Pa^{231} (0,4 Мэв), U^{234} (0,3 Мэв), U^{236} (0,3 Мэв), U^{238} (0,9 Мэв) и Np^{237} (0,3 Мэв). При делении порог нерезкий из-за подбарьерного характера процесса и, следовательно, наблюдаемые величины порогов деления зависят в некоторой степени от чувствительности измерительных приборов. Приблизительные величины экспериментально определенных порогов следующие: Th^{232} (1,1 Мэв), Pa^{231} (0,4 Мэв), U^{234} (0,3 Мэв), U^{236} (0,6 Мэв), U^{238} (0,9 Мэв) и Np^{237} (0,3 Мэв). Согласие между предсказанными и экспериментальными величинами порогов хорошее.

Можно сравнить предсказанные и измеренные значения порогов и в тех случаях, когда они меньше энергии связи нейтрона. Нортроп, Стокс и Бойер [4] разработали экспериментальную методику, основанную на использовании реакции (d, pf), с помощью которой можно добавить к ядру нейтрон, возбуждив ядро меньше, чем на энергию связи нейтрона. Пороги деления определяют, измеряя спектр протонов на совпадение с делением, вызванным дейтронами определенной энергии. Этот метод будет описан подробнее в разд. 3.4. Полученные результаты показывают, что заметное число актов деления наблюдается у U^{235} , Pu^{239} и U^{233} при «отрицательных» значениях энергий нейтронов 1,5; 2,0 и 2,0 Мэв соответственно * в приближенном согласии с величинами, приведенными в табл. 1.

3.2. СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Три ядра U^{235} , U^{233} и Pu^{239} выделяются по своему значению среди остальных изотопов тяжелых элементов. Их роль в конструкции ядерных реакторов и ядерного оружия определяется тем, что они легко делятся медленными нейтронами и их можно производить и выделять в большом количестве.

Сечения деления и радиационного захвата нейтронов измерены для многих тяжелых элементов, они приведены в табл. 2. Большинство измерений проводили относительным методом, с использованием U^{235} и Pu^{239} в качестве эталонов, на нейтронах максвелловского спектра из тепловой колонны реактора. Многие из этих изотопов характеризуются большей делимостью, чем ядра «большой

* Пороги, определенные Нортропом, Стоксом и Бойером по их экспериментальным кривым, равны —0,60; —1,61 и —1,47 соответственно, но методика их определения такова, что они меньше подходят для сравнения с величинами, приведенными в табл. 1.

Изотоп	σ_f , барн	Сечение захвата тепловых нейтронов*, барн	Литература
Ra ²²³	<100	125±15	[1]
Ra ²²⁶	<1,1·10 ⁻⁴	18	[2]
	<0,05	—	[3]
Ra ²²⁸	<2	36±5	[1]
Ac ²²⁷	<2	495±35	[1]
Th ²²⁷	1500±1000	—	[4]
Th ²²⁸	≤0,03	123±15	[5]
Th ²²⁹	45±11	—	[5]
Th ²³⁰	<0,001	26±2	[6]
Th ²³²	<0,0002	7,57±0,17	[6]
Th ²³²	(6±2)·10 ⁻⁵	—	[40]
Th ²³³	15±2	1400±200	[7]
Th ²³⁴	<0,01	1,8±0,5	[4]
Pa ²³⁰	1500±250	—	[8]
Pa ²³¹	0,010±0,005	293±44	[6]
Pa ²³²	700±100	760±100	[8]
Pa ²³³	<0,1	140±20	[9]
Pa ²³⁴ (1,18 мин)	<500	—	[4]
Pa ²³⁴ (6,7 ч)	<5000	—	[4]
U ²³⁰	25±10	—	[4]
U ²³¹	400±300	—	[4]
U ²³²	80±15	300±200	[10]
U ²³³	524±4	56±2	[11]
U ²³⁴	≤0,65	72±10	[12]
U ²³⁵	580±2	112±10	[11]
U ²³⁶	—	24,6±6	—
U ²³⁸	<0,5	2,76±0,06	[13]
U ²³⁹	12	22	[14]
Np ²³⁴	900±300	—	[15]
Np ²³⁶	2800±800	—	[16]
Np ²³⁷	0,019±0,003	169±6	[17]
	0,016	—	[46]
Np ²³⁸	1600±100	—	[18]
Np ²³⁹	<3	60±10	[19]
Pu ²³⁶	170±35	—	[36]
Pu ²³⁷	2500±500	—	[36]
Pu ²³⁸	18,2±0,5	489±3	[20]
	18,4±0,9	—	[33]
	16,5±0,5**	—	[35]
Pu ²³⁹	754±9	287±13	[11]
Pu ²⁴⁰	0,8±0,7***	530±50	[21]
	~0,05	250±40	[38]
	0,03±0,045	—	[39]
Pu ²⁴¹	1060±210****	390±80	[22]
	950±50	—	[23, 24]
Pu ²⁴²	<0,3	18,6±0,8	[35]
	0	—	[34]
Pu ²⁴³	—	170±90	—
Pu ²⁴⁴	—	1,5±0,3	—
Pu ²⁴⁵	—	260±145	—
Am ²⁴¹	3,13±0,15	700±200	[33]
	3,0±0,2	—	[26, 27]

Изотоп	σ_f , барн	Сечение захвата тепловых нейтронов*, барн	Литература
Am ²⁴² (16 ч)	3000 2500** 2000**	— — —	[28] [35] [29]
Am ^{242m}	6000 6390 ± 500 4600**	5500 — —	[29] [33] [35]
Am ²⁴³	< 0,072 < 0,05	133,8 ± 0,8 —	[33] [35]
Am ²⁴⁴	2300 ± 100	—	[45]
Cm ²⁴²	5**	25	[27]
Cm ²⁴³	490 ± 70 690 ± 50	250 ± 150 —	[30] [33]
Cm ²⁴⁴	—	25 ± 10	—
Cm ²⁴⁵	{ 1880 ± 150 1800 ± 300 2015	135 — —	[33] [31] [41]
Cm ²⁴⁶	0	80	[41]
Cm ²⁴⁷	35	35	[41]
Cm ²⁴⁸	—	2,2 ± 0,7	—
Bk ²⁴⁹	—	1100 ± 300	—
Bk ²⁵⁰	—	350	—
Cf ²⁴⁹	{ 630** 1735 ± 70	270 ± 100 —	[32] [44]
Cf ²⁵⁰	< 348	1500	[42]
Cf ²⁵¹	3000 ± 300	3000	[43]
Cf ²⁵²	—	8,5	—
Cf ²⁵⁴	—	< 2	—
Es ²⁵³	—	→ Es ^{254m} 240	—
Es ²⁵⁴	—	→ Es ²⁵⁴ 7	—
Es ²⁵⁴	2000** < 1600	40 —	[30] [42]
Es ²⁵⁵	~ 2700** —	— ~ 40	[35] —

* Значения $\sigma_{\text{захв}}$ взяты из табл. 1.18 (Хайд Э. и др. Методы синтеза тяжелых ядер. Вып. 2. М., Атомиздат, 1968), где можно найти ссылки на оригинальные работы.

** Измерения проводили на реакторном спектре.

*** Рн²⁴⁰ имеет особое значение для реакторов. При расчете потока очень важно учитывать резонанс при энергии 1 эв.

**** Рн²⁴¹ имеет важный низлежащий резонанс при энергии 0,252 эв.

ЛИТЕРАТУРА К ТАБЛ. 2

1. Peterson S., Ghiorso A. Nat. Nucl. Energ. Ser., **14B** (N.Y., McGraw-Hill Book Co., 1949).
2. Ames D. P., Ghiorso A. Nat. Nucl. Energ. Ser., **14B** (N.Y., McGraw-Hill Book Co., 1949).
3. Pontecorvo B., West D. Reported in MP—210 (Dec. 1, 1945).
4. Hughes D. J., Harvey J. A. Neutron Cross Sections., Brookhaven National Laboratory Report BNL-325, July 1955.
5. Studier M. H. et al. (Не опубликовано), 1946.

5. Ghiorso A., Van Winkle Q. Paper 9. 12 of Nat. Nucl. Eng. Ser., **17B**, AEC Technical Information Service, TID-5223 Pt. 2, Oak Ridge, Tenn. (1952).
7. Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron Cross Sections, Brookhaven National Laboratory Report BNL-325. Suppl. No. 1 (Jan. 1, 1957).
8. Ghiorso A. (Не опубликовано), 1946.
9. Hagemann F. et al. Paper 9.4 of Nat. Nucl. Eng. Ser., **17B**, AEC Technical Information Service, TID-5223, Pt. 2, Oak Ridge, Tenn. (1952).
10. Elson R. et al. Phys. Rev., **89**, 320 (1953).
11. «Neutron Cross Sections». Suppl. No 1 (Jan. 1, 1957).
12. Osborne C. et al. Report MON-P-178 (1946).
13. Macklin R. L., Lykins J. H. J. Chem. Phys., **19**, 844 (1951).
14. Fields F. R. et al. Nucl. Sci. Eng., **2**, 33 (1957).
15. Hyde E. K. et al. Argonne National Laboratory Report, ANL-4152 (May, 1948).
16. Studier M. H. et al. Phys. Rev., **97**, 88 (1955).
17. Ghiorso A. et al. Paper 22. 26 The Transuranium Elements, Nat. Nucl. Eng. Ser., **14B** (N.Y., McGraw-Hill Book Co., 1949).
18. Studier M. H. et al. Report CF-3726 (1947).
19. Floyd J. J. et al. Report MON-P-85 (March 31, 1956).
20. Reed G., Jr., et al. Argonne National Laboratory Report, ANL-4112 (March 1, 1948).
21. Bigham C. B. Can. J. Phys., **36**, 503 (1958).
22. Fields P. R. Nucl. Sci. Eng., **1**, 62 (1956).
23. Raffle J. F., Price B. T. Paper P/422, Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **4**, United Nations, N.Y., 1956.
24. Adamchuk et al. Paper P/645, Proceedings of the International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, **4**, United Nations, N.Y., 1956.
25. Bentley W. C. et al. Paper P/809, Proceedings of the International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, **7**, United Nations, N.Y., 1956.
26. Cunningham B. B., Ghiorso A. Phys. Rev., **82**, 558 (1951).
27. Hanna G. C. Phys. Rev., **81**, 893 (1951).
28. Higgins G., Crane W. W. T. Phys. Rev., **94**, 735 (1954).
29. Street K., Jr. et al. Phys. Rev., **85**, 135 (1952).
30. Thompson S. G. et al. (Неопубликованные результаты). Univ. Calif. Rad. Lab., Berkeley, California, 1955.
31. Fields P. R. et al. Phys. Rev., **102**, 180 (1956).
32. Harvey B. G. Phys. Rev., **95**, 581 (1954).
33. Hulet E. K. et al. Phys. Rev., **107**, 1294 (1957).
34. Butler, Lounsbury, Merritt. Can. J. Phys., **35**, 147 (1957).
35. Butler J. P. et al. «Review of the Joint AECL-KAPL Studies of the Transuranium Elements», Report KAPL-1781, July 1957 (не опубликовано).
36. Gindler J. et al. Phys. Rev., **115**, 1271 (1959).
37. Crowther R. L., Weil J. W. Nucl. Sci. Eng., **3**, 747 (1958).
38. Leonard et al. Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. II, **1**, 248 (1958).
39. Schuman R. P. Knolls Atomic Power Lab. Report., KAPL-1781.
40. Korneev et al. Sov. Phys. JETP, **10**, 29 (1960).
41. Vandenbosch S. E., Fields P. R. Argonne National Laboratory Report, ANL-6252, Feb. 1961 (не опубликовано).
42. Barnes R. F., Metta D. N. Argonne National Laboratory, unpublished results.
43. Barnes R. F. et al. Argonne National Laboratory (не опубликовано), Based on σ_F Cf²⁴⁹-1735 barns.
44. Milsted J., Gray J., Jr. Argonne National Laboratory (не опубликовано) Based on 320 year half-life for Cf²⁴⁹.
45. Vandenbosch S. E., Gray J., Jr. J. Inorg. Nucl. Chem., **23**, 187 (1961).
46. Leonard B. R., Seppi E. J. Bull. Amer. Phys. Soc., II, **4**, 31 (1959).

тройки», однако их периоды полураспада и методы получения, а также другие особенности делают их непригодными для технических применений.

Рассмотрение результатов, приведенных в табл. 2, показывает, что большая доля ядер, делящихся медленными нейтронами, содержит нечетное число нейтронов. Это становится понятным, если учесть, что в таких случаях составное ядро возбуждается сильнее из-за энергии, выделяющейся при спаривании поглощенного и нечетного нейтронов. Вскоре после открытия деления урана Бор [6] отметил, что большая часть актов деления в естественном уране происходит за счет изотопа U^{235} с нечетным числом нейтронов.

Хойзенга и Даффилд [7, 8] обратили внимание на интересную корреляцию, возникающую у отношений сечений деления и захвата. Отношение тепловых сечений деления и захвата можно представить в виде

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_c} = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_c}, \quad (5)$$

где $\Gamma_f/\hbar$ — вероятность деления и $\Gamma_c/\hbar$ — вероятность испускания γ -кванта в единицу времени. Если Γ_c очень слабо зависит от энергии возбуждения в рассматриваемой области (5—7 Мэв), а Γ_f сильно, то возможно, что величина σ_f/σ_c будет коррелировать с разностью $B_n - E_a$. На величину σ_f/σ_c в некоторой степени влияет тип ядра, но учесть это количественно нельзя. Например, вероятность γ -эмиссии может быть выше для промежуточного четно-четного ядра из-за большего расстояния между уровнями, а это означает, что деление более вероятно и будет наблюдаться при меньших энергиях возбуждения относительно высоты барьера. Величины $B_n - E_a$ можно взять из табл. 1. Некоторые величины отношения σ_f/σ_c нанесены на рис. 1 в виде зависимости от разности $B_n - E_a$. Величина отношения σ_f/σ_c быстро и плавно понижается с уменьшением разности $B_n - E_a$. Эта корреляция полезна для предсказания величины сечения деления у тех изотопов, где она не измерена и трудно поддается измерению. Такие ядра, например, как Ra^{231} и Np^{237} , находятся на границе делимости тепловыми нейтронами. В следующей главе рассмотрим вероятность деления ядер при более высоких энергиях возбуждения, и для нас представит определенный интерес другое, связанное с первым отношение, а именно величина $\sigma_f/\sigma_n = \Gamma_f/\Gamma_c$ как функция энергии возбуждения, а также числа протонов и нейтронов в делящемся ядре (см. разд. 10.4).

3.3. ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ В ТЕПЛОВОЙ И РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТЯХ

Измерение делимости ядер тяжелых изотопов в зависимости от энергии нейтронов имеет большое значение при расчете и проектировании реакторов, а также для понимания природы реакции деления. Поэтому изотопы тория, урана и плутония очень тщательно

но изучали, причем наибольшее внимание уделяется изотопам U^{235} и Pu^{239} . Эти исследования до сих пор продолжаются во многих лабораториях мира. Они включают измерение сечения рассеяния, полного сечения поглощения, сечения деления и связанных с ним величин, таких, как α (отношение захвата к делению) и $\bar{\nu}$ (среднее число вторичных нейтронов на акт деления), в зависимости от энергии падающих нейтронов. Много усилий было потрачено на создание моноэнергетических пучков нейтронов с помощью методик времени пролета и на кристаллических спектрометрах. В качестве интенсивных источников нейтронных пучков использовали ускорители и реакторы. Из-за ограниченности объема рассмотрим лишь некоторые полученные результаты. Более детальные сведения об экспериментальных методах, результатах и их интерпретации можно найти в работах [9—16]. Экспериментальные данные об отдельных резонансах можно представить достаточно подробно только с помощью нескольких кривых, характеризующих узкие участки нейтронного спектра (рис. 2). (Критический анализ этой узкой области нейтронной физики не входит в задачу настоящего обзора.) Кривые полного сечения поглощения похожи на кривую сечения деления, и в захвате и в делении проявляются одни и те же резонансы. Однако, как следует из рис. 2, величина α (отношение сечений захвата и деления) неодинакова для разных резонансов. Как упоминалось выше, наблюдаемые в этой области резонансы соответствуют энергетическим уровням составного ядра U^{236} , отстоящим от основного состояния примерно на 6,4 Мэв из-за энергии связи захватываемого нейтрона.

Открытие узких резонансов в сечении деления и сильная конкуренция, которую захват оказывает делению, оказались, когда были открыты, сюрпризом для большинства физиков. Предполагали, что делящиеся ядра после захвата нейтрона с низкой или промежуточной энергией будут иметь большую делительную ширину и размытую резонансную структуру (см., например, [11]). Наличие резких резонансов объясняется тем, что число каналов деления, доступных в седловой точке каждому резонансному состоянию, близко к единице. Если бы число открытых делительных каналов при энергии возбуждения, соответствующей обычным нейтронным резонансам, было велико, то резонансные уровни слились бы. Именно это и происходит при повышении энергии.

Большая величина α у некоторых резонансов, особенно для Pu^{239} , означает, что в ядерном реакторе может происходить сильный паразитный захват нейтронов в горючем, если только нейтроны, замедляясь, быстро не «проскакивают» через резонансную область энергий. Особенно вреден резонансный радиационный захват в реакторах-размножителях.

Зависимость сечения деления Pu^{239} от энергии нейтронов показывает, что очень важный резонанс наблюдается при низкой энергии нейтронов 0,296 эв. Поскольку α у этого резонанса велико (0,69), то при расчете реакторов его особенно важно учитывать.

Анализ резонансных пиков, наблюдаемых в сечениях деления и захвата, часто проводят с помощью одноуровневой формулы Брейта — Вигнера, которая выведена в предположении, что резонанс изолирован. Формула Брейта — Вигнера имеет вид

$$\sigma_{\text{делен}} = 4\pi\lambda\lambda^0 \frac{g\Gamma_n\Gamma_f}{4(E-E_0)^2 + \Gamma^2}, \quad (6)$$

где λ — длина волны нейтрона; λ^0 — длина волны нейтрона, соответствующая резонансной энергии; Γ — полная ширина уровня, которая складывается из нейтронной ширины Γ_n , радиацион-

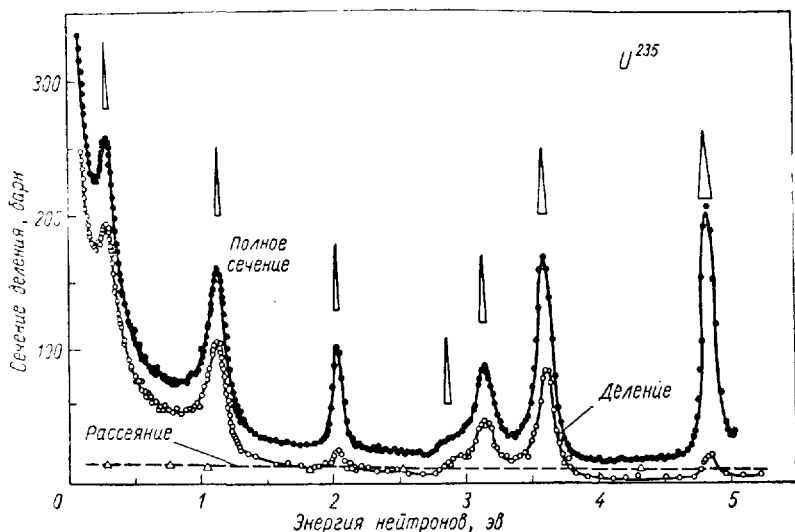


Рис. 2. Резонансная структура взаимодействия нейтронов с ядром U^{235} в интервале энергий от 0,1 до 5 эВ [20].

ной ширины Γ_γ и делительной ширины Γ_f ; E — энергия нейтрона, а E_0 — резонансная энергия; g — статистический фактор, $g = 1/2[1 \pm 1/(2I + 1)]$ и I — спин ядра-мишени.

Мы видим, что форма резонанса симметрична и максимум находится при резонансной энергии. Величины E_0 , g , Γ_n , Γ_γ и Γ_f полностью определяют резонанс; если эти параметры известны для каждого резонанса и, кроме того, известен эффективный радиус ядра, то можно точно рассчитать величину сечения при любом значении энергии. Такие данные требуются при расчете реакторов, поэтому точный анализ резонансной структуры имеет большое значение. В работах [10—12] приведены таблицы резонансных параметров. По мере того как удастся разрешить новые резонансные пики, такие таблицы пересматривают и обновляют.

В спектре захватных резонансов отдельные пики имеют, как и следует ожидать, симметричную форму, но многие резонансы де-

лящихся ядер асимметричны, и форма их заметно отклоняется от предсказаний формулы Бора — Уилера [17—20]. Эту наблюдаемую асимметрию можно объяснить двумя причинами: она может быть вызвана слабым резонансом, незаметным на фоне более сильного, или может быть следствием интерференции между резонансными уровнями. Накапливающиеся экспериментальные данные, полученные за последние годы, показывают, что чаще всего причиной асимметрии служит интерференция. Если это так, то для описания резонансов делящихся ядер следует использовать многоуровневую формулу Брейта — Вигнера. Это мнение поддерживается данными по распределениям приведенных ширин по величине и содержат также некоторую информацию о числе открытых каналов деления. Анализ этих распределений показывает, что процесс деления тепловыми нейтронами идет через небольшое число каналов [21]. Экспериментальные данные, указывающие на желательность многоуровневого анализа, опубликованы несколькими авторами, в частности Сэйлором [17—19]. Многоуровневая формула для обработки экспериментальных данных выведена в нескольких опубликованных теоретических работах. Рейх и Мур [22] получили формулу для случая одного делительного канала, а Шор и Сэйлор [20] успешно применили ее для анализа резонансной структуры U^{235} . Фогт [23] получил многоканальную многоуровневую дисперсионную формулу, которая также успешно описывает экспериментальные данные.

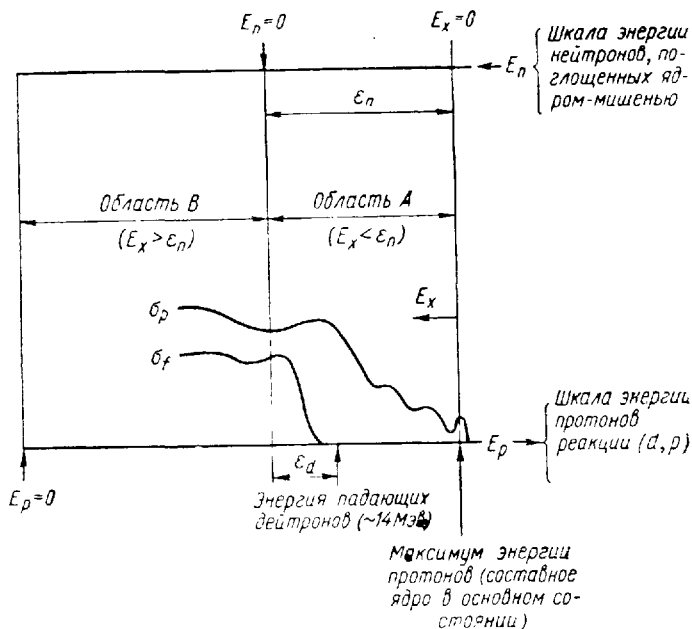
Одна из трудностей при расшифровке резонансной структуры состоит в том, что мало экспериментальных методов определения величины углового момента, соответствующего данному резонансному уровню.

Анализ резонансов делящихся ядер с помощью многоуровневой формулы Брейта — Вигнера дает интересные для теории результаты, поскольку его проводили в предположении, что процесс деления медленными нейтронами происходит через один или, самое большее, через несколько каналов реакции. С первого взгляда это кажется странным, так как естественно предположить, что каждое отдельное возбужденное состояние любой возможной пары осколков соответствует возбуждению одного выходного канала. Широкое распределение осколков по массам и энергиям означало бы в таком случае, что каналов деления очень много. Это противоречие устраняли в модели процесса деления, которую кратко описал Бор на Женевской конференции 1955 г. [24]. Суть теории Бора состоит в том, что ядро в процессе деления должно проходить переходное состояние, в котором почти вся энергия возбуждения составного ядра перешла в энергию деформации. При этом ядро относительно «холодное» и может находиться только в нескольких, достаточно хорошо определенных квантовых состояниях. Эти состояния напоминают низлежащие уровни, близкие к основным состояниям тяжелых ядер (тяжелые ядра уже в основном состоянии обладают значительной деформацией). Таким образом, исходное составное

ядро, хотя оно и может образоваться в результате захвата нейтрона на один из многочисленных уровней, на пути к разделению, проходит только через те несколько доступных переходных уровней, которые обладают нужной комбинацией углового момента и четности. Термин «канал деления» связан именно в этих уровнях в переходном состоянии. Каждое из этих состояний или каналов деления может впоследствии привести к образованию целого спектра осколков деления.

3.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРОГА ДЕЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ РЕАКЦИИ (d, p)

Пороговую область энергий при делении компаунд-ядра, образованного нейтронами, исследовать нельзя, если с поглощением нейтрона ядро получает энергию возбуждения, превосходящую



$$E_d - \epsilon_d = E_p + E_n = E_p + E_x - \epsilon_n$$

Рис. 3. Энергетические соотношения для реакции (d, p) на тяжелых элементах (движением центра масс пренебрегается):

E_d и ϵ_d — кинетическая энергия и энергия связи дейтронов; E_p — кинетическая энергия вылетающего протона, а E_n — соответствующая этому значению кинетическая энергия поглощаемого нейтрона; ϵ_n — энергия связи нейтрона в ядре, а E_x — энергия возбуждения над основным состоянием (обе величины взяты для составного ядра); σ_p и σ_f — сечения реакций (d, p) и (d, pf) . Эксперимент проводили главным образом в области А, где нейтрон, захваченный в реакции (d, p) , находится в связанном состоянии [26].

порог деления. Стокс, Нортроп и Бойер разработали остроумную экспериментальную методику для определения сечения деления ядра с энергией возбуждения ниже энергии связи нейтрона. Реакция $Z^A(d, p)Z^{A+1}$ используется для получения ядра Z^{A+1} в возбужденном состоянии. Как и при бомбардировке нейтронами, составное ядро может получать энергию возбуждения, превышающую энергию связи, ϵ_n (область B на рис. 3); но возможные значения энергии этим не ограничиваются, они могут лежать и во всей области от нуля до ϵ_n (область A на рис. 3). Область A , где поглощенный нейтрон имеет отрицательную кинетическую энергию, наиболее интересна, поскольку вероятность деления не маскируется здесь нейтронной реэмиссией и поскольку именно в этой области расположены пороги деления многих делящихся ядер.

Следует отметить, что передача нейтрона ядру с помощью реакции стриппинга отличается от обычного захвата тем, что при этом ядру может быть сообщен отличный от нуля угловой момент. Этот момент может оказать заметное влияние на процесс деления.

Эксперимент состоит в бомбардировке соответствующих мишеней дейтронами с энергией 14 Мэв от внешнего циклотронного пучка при одновременной регистрации осколков деления и протонов. Детектором осколков является полый пропорциональный счетчик, работающий при пониженном давлении газа. Он регистрирует осколки в конусе с осью, расположенной под углом 90° к пучку и углом полураствора 50° . ΔE -Счетчиком служит ионизационная камера для измерения ионизационных потерь легких частиц. После прохождения через ΔE -счетчик эти частицы останавливаются в небольшом кристалле NaI, теряя в нем остаток кинетической энергии E . Светопроводом кристалл NaI связан с фотоумножителем и со 100-канальным анализатором, который определяет величину E , измеряя высоту импульса с фотоумножителя.

Одновременное измерение ΔE и E позволяет дискриминировать протоны от других легких заряженных частиц, главным образом дейтронов и тритонов, получая произведение $\Delta E \cdot E$. Теоретическое рассмотрение способов, которыми такие заряженные частицы, как протоны, дейтроны и тритоны, теряют при прохождении через вещество свою энергию, показало, что масса заряженной частицы в относительно широком энергетическом интервале примерно пропорциональна произведению удельной ионизации в начальный момент на полную энергию. В экспериментах Нортропа, Стокса и Бойера [25, 26] в ΔE -счетчике поглощается заметная доля начальной энергии частицы, так что для определения массы не совсем удобно использовать произведение $\Delta E \cdot E$. Вместо этого они использовали выражение $(E + E_0 + \frac{1}{2}\Delta E)\Delta E$, где E_0 — константа, и добились очень четкого разделения протонов, дейтронов и тритонов. Быстродействующая вычислительная машина использует совпадающие ΔE - и E -импульсы для необходимых арифметических операций.

Результат поступает на дискриминатор, который пропускает только импульсы, соответствующие протонам. Анализатор 100-канальный измеряет энергию любой частицы, идентифицированной как протон. Соединяя соответствующим образом цепи совпадений, можно использовать тот же анализатор для измерения энергии всех идентифицированных протонов, появление которых совпадает с появлением осколков деления. Анализируя таким образом акты реакции (d, p) , авторы получили кривые, изображающие зависимость полной вероятности реакции (d, p) и вероятности процесса $(d, p$ -де-

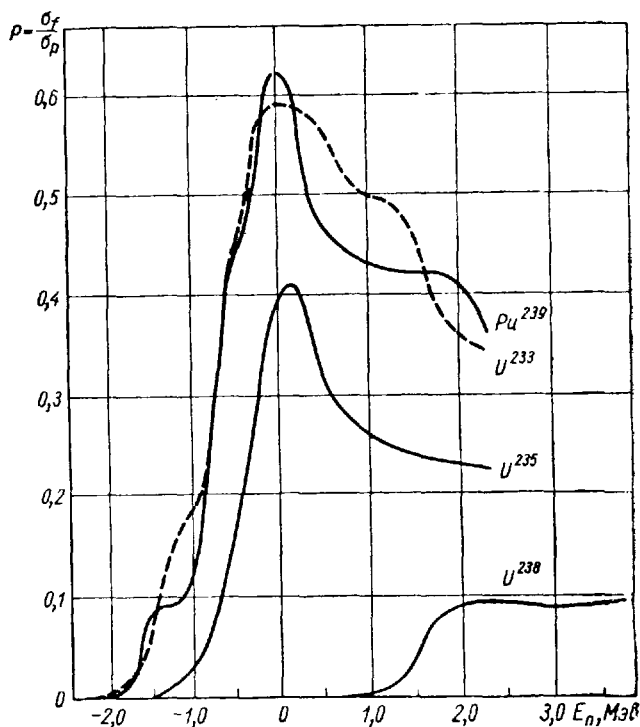


Рис. 4. Зависимость вероятности деления P от энергии нейтронов согласно результатам измерений в опытах с реакцией (d, p) . Приведены четыре кривые для разных ядер-мишеней с сохранением их истинного относительного положения на энергетической оси [26].

ление) от энергий протонов. Интерес представляет кривая, соответствующая частному от деления спектра протонов (d, pf) на спектр (d, p) .

На рис. 4 приведены кривые для Pu^{239} и для ядер мишеней U^{233} , U^{235} , U^{238} . Эти кривые нормированы с учетом известного телесного угла счетчика деления для изотропного их распределения. Изме-

рения для U^{238} проводили потому, что в этом случае порог лежит выше энергии связи нейтрона и можно произвести сравнение с результатами измерений, выполненных более привычными методами. Согласие с функцией возбуждения, определенной Лэмфиром [28], удовлетворительное. Остальные три спектра представляют особый интерес, поскольку они показывают расположение порогов в области отрицательных энергий нейтрона. Структура кривых довольно определена, и для Pu^{239} и U^{233} можно достаточно четко найти больше чем по одному порогу. Стокс, Нортроп и Бойер [25, 26] предложили интерпретацию этих сложных порогов в пределах представлений Бора [24] о процессе деления как переходе деформированного ядра через ограниченное число переходных состояний, напоминающих низлежащие энергетические уровни несферических ядер.

Об экспериментах с реакцией (d, p -деление) можно сделать два интересных замечания. При бомбардировке урановых мишеней дейтронами большая часть полного сечения деления определяется процессом, проходящим через составное ядро, и только малая доля — вкладом реакции (d, p) с последующим делением. К такому же заключению пришли Сугихара с сотрудниками [29] при радиохимическом анализе продуктов деления. Как видно из рис. 4, только часть ядер, возбужденных в реакции (d, p), распадается при делении.

3.5. СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ НЕСКОЛЬКО МЕГАЭЛЕКТРОНВОЛЬТ

Тепловые и резонансные нейтроны вызывают деление, если соответствующая энергия возбуждения ядра превышает порог деления. Увеличивая энергию нейтронов, можно заставить делиться любые тяжелые ядра. Интересно посмотреть, как меняется сечение деления при возрастании энергии до нескольких мегаэлектронвольт и выше. Приближенно разделим на три класса все изотопы тяжелых элементов.

К категории А относятся ядра с порогом деления, превышающим энергию связи нейтрона. Они характеризуются резким возрастанием сечения до величины, составляющей заметную часть геометрического сечения. После этого кривая выходит на плато, а при энергии 5—7 Мэв испытывает новый подъем. Это связано с тем, что энергия возбуждения здесь достаточно велика, чтобы ядро могло испустить один нейтрон и сохранить энергию возбуждения, превышающую порог деления в остаточном ядре. В этом случае система получает еще одну возможность испытать деление, это реакция (n, nf) (рис. 5, 6).

Такая возможность возбуждения деления была предсказана Бором в 1940 г. [30]. Есть и другие изотопы, у которых кривые возбуждения реакции деления имеют в общих чертах ту же форму: Pa^{231} , U^{234} , U^{236} , Np^{237} , Pu^{240} и Am^{241} . Эти кривые приведены в работе [10].

Кривая для Th^{232} демонстрирует все особенности, характерные для ядра категории А (порог выше тепловой области, подъем при энергии 6 Мэв, соответствующий делению «со второй попытки» и т. д.), но, кроме того, она обладает и некоторыми специфическими чертами. В области 1,5—3,0 Мэв кривая имеет ярко выраженную структуру, которая может быть связана с возбуждением нескольких делительных каналов. Такая интерпретация подтверждается резкими колебаниями анизотропии углового распределения осколков в зависимости от изменения энергии нейтронов в указанной области.

К категории В относятся ядра с высоким сечением деления тепловыми нейтронами. При энергии нейтронов порядка 1 Мэв сечение деления у этих элементов падает примерно до 1 барн, остается почти постоянным на протяжении нескольких мегаэлектронвольт, а затем повышается и выходит на новое плато при энергии нейтронов 6—8 Мэв. На рис. 7 приведены данные для ядер U^{233} , U^{235} и Pu^{239} [32].

В категории С представлены ядра с плохой делимостью, порог деления которых выше энергии связи нейтрона. Хорошей экспериментальной кривой, чтобы продемонстрировать пример такого рода, у нас нет.

Плато, следующее за первоначальным подъемом, составляет лишь малую долю геометрического сечения. В области второго плато ожидается пик, поскольку должен быть интервал энергий, в котором после эмиссии нейтрона ядро имеет энергию возбуждения, достаточную для деления, но недостаточную для испускания второго нейтрона.

При повышении энергии возможно испускание второго нейтрона — процесс более вероятный для рассматриваемого класса ядер, чем деление, что и приводит к понижению наблюдаемого сечения деления.

Интересную эмпирическую закономерность для сечений деления при энергиях, соответствующих первому плато, подметили Хен-

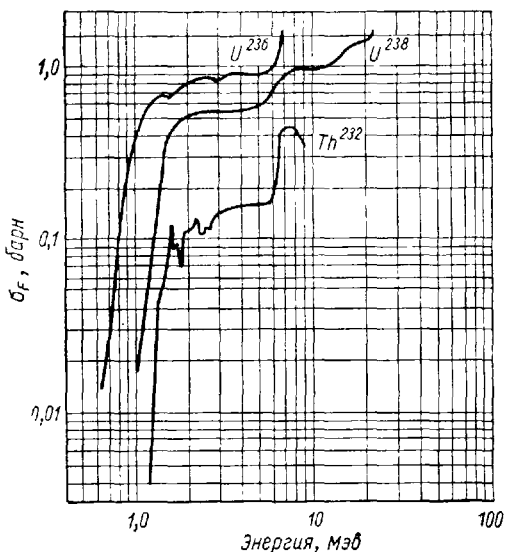


Рис. 5. Зависимость сечения деления от энергии нейтронов для Th^{232} , U^{236} и U^{238} .

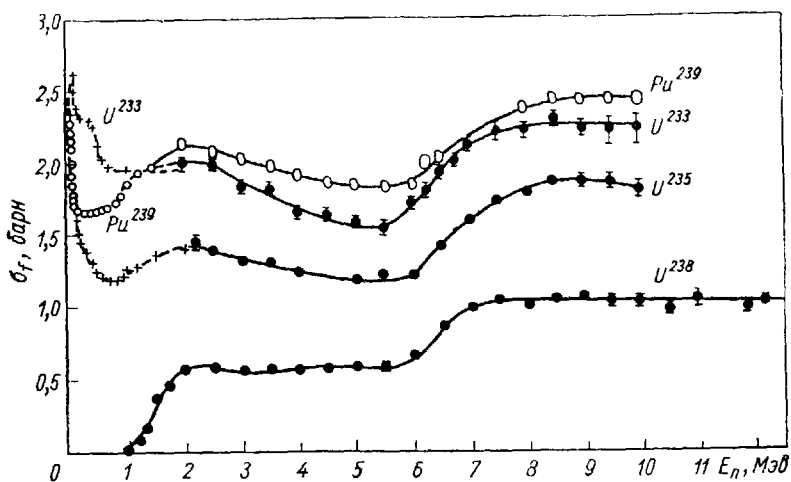


Рис. 6. Зависимость сечения деления быстрыми нейтронами от их энергии для мишеней U^{238} , U^{233} , U^{235} и Pu^{239} [32].

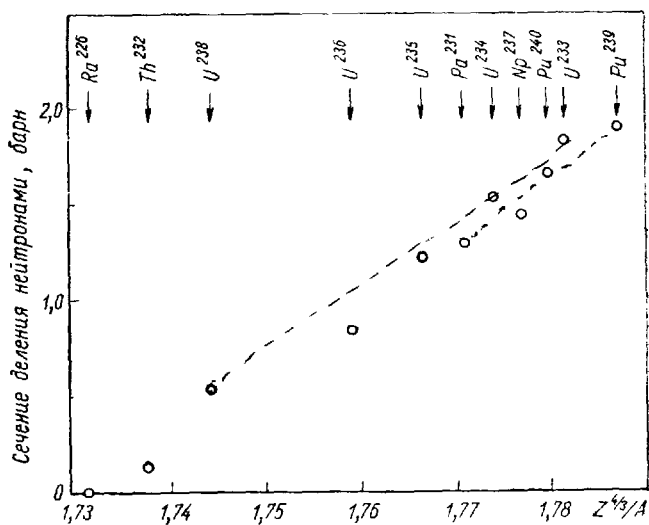


Рис. 7. Эмпирическая зависимость сечения деления нейтронами с энергией 3 Мэв от параметра $Z^{4/3}/A$ [88].

кель и Баршалл [34]. Они построили график зависимости сечения деления нейтронами с энергией 3 Мэв от параметра $Z^{1/3}/A$ и получили линейную зависимость (см. рис. 7). Эта корреляция полезна для предсказаний величины сечения деления. Смысл комбинации $Z^{1/3}/A$ с теоретической точки зрения неясен.

В работе [34] приведено много данных о сечениях деления быстрыми нейтронами изотопов тория, урана и плутония [34]. Более поздние данные по торю, урану и нептуну опубликованы в работе [35].

3.6. ВЕРОЯТНОСТЬ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ

3.6.1. Измерение времени жизни

Спонтанное деление наблюдается, как правило, у четно-четных изотопов, начиная с тория в сторону более тяжелых элементов. Вероятность этого процесса сильно зависит от атомного номера. Она ничтожно мала у Th^{232} , но быстро увеличивается с ростом атомного номера, пока у элемента с $Z = 100$ не сравнивается с вероятностями других способов распада.

Либби [36] первым сообщил о попытке зарегистрировать спонтанное деление урана, но потерпел неудачу, поскольку эффект был очень слаб. Существование спонтанного деления впервые надежно продемонстрировали К. А. Петржак и Г. Н. Флёрв [37] в экспериментах с ураном. Сегрэ [38] описал измерения, выполненные с сорудниками для следующих изотопов: Th^{230} , Th^{232} , Pa^{231} , U^{233} , U^{234} , U^{235} , U^{238} , Np^{237} , Pu^{237} , Pu^{239} и Am^{241} . В принципе эксперимент заключается в следующем: тонкий слой вещества помещают в ионизационную камеру, соединенную с соответствующими усиливающими и записывающими устройствами. Но все перечисленные изотопы имеют большое время жизни по отношению к спонтанному делению, поэтому нужно уделить очень большое внимание способам, позволяющим избавиться от паразитных импульсов, возникающих из-за наложения альфа-частичных сигналов, фоновых эффектов и из-за актов деления, вызываемых «случайными» нейтронами. Потери на самопоглощение могут быть большими. При переходе к более тяжелым элементам эти трудности уменьшаются. Так, например, изучать спонтанное деление калифорния и фермия относительно легко. Вероятности спонтанного деления Cf^{252} и Fm^{254} составляют несколько процентов от вероятностей α -распада, а Fm^{256} и Cf^{254} распадаются преимущественно спонтанным делением. Для таких изотопов определить период спонтанного деления можно с помощью обычных, хорошо разработанных способов регистрации. Спонтанное деление можно также обнаружить и количественно, изучив с помощью радиохимического анализа продуктов деления (см. разд. 4.4).

В табл. 3 перечислены известные периоды спонтанного деления со ссылками на оригинальные работы.

Периоды спонтанного деления

Изотоп	Период полураспада	Ссылка
Th ²³⁰	$\geq 1,5 \cdot 10^{17}$ год	Segré E. Phys. Rev., 86 , 21 (1952).
Th ²³²	$> 5 \cdot 10^{19}$ год	Segré E. Phys. Rev., 86 , 21 (1952).
Th ²³²	$> 10^{20}$ год	Podgurskaya A. V. et al., Zhur. Eksp. Teor. Fiz., 28 , 503 (1955).
Th ²³²	$> 10^{21}$ год	Flerov G. N. et al., Sov. Phys. Doklady, 3 , 79 (1958).
U ²³²	$(8 \pm 5,5) \cdot 10^{13}$ год	Jaffey A. H., Hirsch A. (Не опубликовано), 1951.
U ²³⁴	$1,6 \cdot 10^{10}$ год	Ghiorso A. et al., Phys. Rev., 87 , 163 (1952).
U ²³⁵	$1,8 \cdot 10^{17}$ год	Segré E. Phys. Rev., 86 , 21 (1952).
U ²³⁶	$2 \cdot 10^{16}$ год	Jaffey A. H., Hirsch A. (Не опубликовано), 1949.
U ²³⁸	$8,04 \cdot 10^{15}$ год	Segré E. Phys. Rev., 81 , 21 (1952).
U ²³⁸	$(5,9 \pm 0,14) \cdot 10^{15}$ год	Kuroda P. K., Edwards R. R. J. Inorg. Nucl. Chem., 3 , 345 (1957).
U ²³⁸	$(5,8 \pm 0,5) \cdot 10^{15}$ год	Gerling E. K. et al. Radiokhimiya, 1 , 223 (1959).
U ²³⁸	$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{16}$ год	Perfilov N. A. Zhur. Eksp. Teor. Fiz., 17 , 476 (1947).
U ²³⁸	$(6,5 \pm 0,3) \cdot 10^{15}$ год	Kuz'minov B. D. et al. Zhur. Eksp. Teor. Fiz., 37 , 406 (1959).
U ²³⁸	$(1,01 \pm 0,03) \cdot 10^{16}$ год	Fleischer R. L., Price P. B. Phys. Rev., 133 , B63 (1964).
Np ²³⁷	$> 10^{18}$ год	Друин В. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 13 , 913 (1961).
Pu ²³⁶	$3,5 \cdot 10^9$ год	Ghiorso A. et al. Phys. Rev., 87 , 163 (1952).
Pu ²³⁸	$4,9 \cdot 10^{10}$ год	Jaffey A. H., Hirsch A. (Не опубликовано), 1947.
Pu ²³⁸	$(5 \pm 0,6) \cdot 10^{10}$ год	Druin V. A. et al., Sov. Phys. JETP 13 , 913 (1961).
Pu ²³⁹	$5,5 \cdot 10^{15}$ год	Segré E. Phys. Rev., 86 , 21 (1952).
Pu ²⁴⁰	$1,2 \cdot 10^{11}$ год	Chamberlain O. et al. Phys. Rev., 94 , 156 (1954).
Pu ²⁴⁰	$1,22 \cdot 10^{11}$ год	Barclay F. R. et al. Proc. Phys. Soc. (Lond.), A67 , 646 (1954).
Pu ²⁴⁰	$(1,31 \pm 0,026) \cdot 10^{11}$ год	Kinderman E. M. Atomic Energy Commission Declassified Report HW-27660, April 1953.
Pu ²⁴⁰	$(1,340 \pm 0,015) \cdot 10^{11}$ год	Watt D. E. et al. Phys. Rev., 126 , 264 (1962).
Pu ²⁴⁰	$1,20 \cdot 10^{11}$ год	Mihev V. L. et al., Zhur. Eksp. Teor. Fiz., 37 , 859 (1959).
Pu ²⁴⁰	$(1,45 \pm 0,02) \cdot 10^{11}$ год	Малкин Л. З. «Атомная энергия», 15 , 158 (1963).
Pu ²⁴²	$(7,06 \pm 0,19) \cdot 10^{10}$ год	Mech J. et al. Phys. Rev., 103 , 340 (1956).

Изотоп	Период полураспада	Ссылка
Pu^{242}	$8,5 \cdot 10^{10}$ год	Jones et al. Knolls Atomic Power Laboratory Report, KAPL — 1378 (1955).
Pu^{242}	$(6,64 \pm 0,10) \cdot 10^{10}$ год	Butler J. P. et al. Can. J. Phys., 34 , 253 (1956).
Pu^{242}	$(6,5 \pm 0,7 \cdot 10^{10})$ год	Druin V. A. et al. Zhur. Eksp. Teor. Fiz., 40 1296 (1961).
Pu^{242}	$(7,45 \pm 0,17) \cdot 10^{10}$ год	Малкин Л. З. «Атомная энергия», 15 , 158 (1963).
Pu^{244}	$(2,5 \pm 0,8) \cdot 10^{10}$ год	Fields P. R. et al. Phys. Rev., 100 , 172 (1955).
Am^{241}	$(2,3 \pm 0,8) \cdot 10^{14}$ год	Друин В. А. и др., «Ж. эксперим. и теор. физ.», 13 , 889 (1961).
Cm^{240}	$1,9 \cdot 10^6$ год	Ghiorso A. et al. Phys. Rev., 87 , 163 (1952).
Cm^{242}	$7,2 \cdot 10^6$ год	Ghiorso A., Robinson H. P. (Не опубликовано), 1947.; Hanna G. C. et al. Phys. Rev., 81 , 466 (1951).
Cm^{244}	$(1,346 \pm 0,006) \cdot 10^7$ год	Metta D. et al, J. Inorg. Nucl. Chem. (1964).
Cm^{244}	$1,4 \cdot 10^7$ год	Ghiorso A. et al. Phys. Rev., 87 , 163 (1952).
Cm^{246}	$(2 \pm 0,8) \cdot 10^7$ год	Fried S. J. Inorg. Nucl. Chem., 2 , 415 (1956).
Cm^{246}	$(1,66 \pm 0,10) \cdot 10^7$ год	Metta D. et al. J. Inorg. Nucl. Chem. (1964).
Cm^{248}	$(4,6 \pm 0,5) \cdot 10^6$ год	Butler J. et al. Phys. Rev., 103 , 965 (1956).
Cm^{250}	$\sim 2 \cdot 10^4$ год	Huizenga J., Diamond H. Phys. Rev., 107 , 1087 (1957).
Bk^{249}	$6 \cdot 10^8$ год	Ghiorso A. et al. (Не опубликовано), 1955.
Bk^{249}	$> 2 \cdot 10^8$ год	Magnusson L. B. et al. Phys. Rev., 96 , 1576 (1955).
Bk^{249}	$> 1,4 \cdot 10^9$ год	Eastwood T. A. et al. Phys. Rev., 107 , 1635 (1957).
Cf^{246}	$(2,1 \pm 0,3) \cdot 10^3$ год	Hulet E. K. et al. Phys. Rev., 89 , 878 (1953).
Cf^{246}	$7 \cdot 10^3$ год	Hulet E. K. Ph. D. Thesis, Univ. Calif. Declassified Report UCRL—2283 (August 1953).
Cf^{248}	$> 1,5 \cdot 10^4$ год	Hulet E. K. (Не опубликовано).
Cf^{249}	$1,5 \cdot 10^9$ год	Ghiorso A. et al. (Не опубликовано), 1954.
Cf^{249}	$> 4,5 \cdot 10^8$ год	Eastwood T. A. et al. Phys. Rev., 107 , 1635 (1957).

Изотоп	Период полураспада	Ссылка
Cf ²⁵⁰	$(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^4$ год	Ghiorso A. et al. Phys. Rev., 94 , 1081 (1954); Fields P. P. et al. Nature, 174 , 265 (1954); Magnusson L. B. et al. Phys. Rev., 96 , 1576 (1954).
Cf ²⁵⁰	$(1,73 \pm 0,06) \cdot 10^4$ год	Phillips L. et al. (Не опубликовано), 1962.
Cf ²⁵²	66 ± 10 год	Magnusson L. B. et al. Phys. Rev., 96 , 1576 (1954); Ghiorso A. et al. Phys. Rev., 94 , 1081 (1954).
Cf ²⁵²	82 ± 6 год	Eastwood T. A. et al. Phys. Rev., 107 , 1635 (1957).
Cf ²⁵²	$85,5 \pm 0,5$ год	Metta D. et al. J. Inorg. Nucl. Chem., (1964).
Cf ²⁵⁴	$56,2 \pm 0,7$ дней	Huizenga J. R., Diamond H. Phys. Rev., 107 , 1087 (1957).
Cf ²⁵⁴	$61,9 \pm 1,1$ день	Metta D. et al. J. Inorg. Nucl. Chem., (1964).
Cf ²⁵⁴	55 дней	Fields P. R. et al. Phys. Rev., 102 , 180 (1956).
Cf ²⁵⁴	$60,5 \pm 0,2$ дней	Phillips L. et al. J. Inorg. Nucl. Chem., 25 , 1085 (1963).
Es ²⁵³	$3 \cdot 10^5$ год	Fields P. R. et al. Phys. Rev., 94 , 209 (1954); Ghiorso A. et al. (Не опубликовано), 1954.
Es ²⁵³	$(7 \pm 3) \cdot 10^5$ год	Jones et al. Phys. Rev., 102 , 203 (1956).
Es ²⁵³	$(6,3 \pm 0,2) 10^5$ год	Metta D. et al. J. Inorg. Nucl. Chem. (1964).
Es ²⁵⁴	$1,5 \cdot 10^5$ год	Ghiorso A. et al. (Не опубликовано), 1955.
Fm ²⁵²	> 3000 дней	Friedman A. et al. Phys. Rev., 102 , 585 (1956).
Fm ²⁵⁴	200 дней	Choppin G. R. et al. Phys. Rev., 94 , 1080 (1954).
Fm ²⁵⁴	220 ± 40 дней	Fields P. R. et al. Phys. Rev., 94 , 209 (1954).
Fm ²⁵⁴	246 дней	Jones et al. Phys. Rev., 102 , 203 (1956).
Fm ²⁵⁵	> 60 лет	Ghiorso A. et al. (Не опубликовано), 1955.
Fm ²⁵⁵	$(1,0 \pm 0,6) \cdot 10^4$ год	Brandt R., Gatti R., Phillips L., Thompson S. G. J. Inorg. Nucl. Chem., 25 , 1085 (1963).
Fm ²⁵⁶	3 ч	Choppin G. R. et al. Phys. Rev., 98 , 1519 (1955).
102 ²⁵⁴	~ 6 сек	Sikkeland T., Ghiorso A. et al. (Не опубликовано), 1961.

3.6.2. Эмпирические корреляции периодов спонтанного деления

Данные по спонтанному делению можно анализировать графически несколькими способами. Уайтхауз и Гелбрейт [39] и Сиборг [40] независимо установили, что в случае четно-четных ядер периоды спонтанного деления экспоненциально уменьшаются с увеличением Z^2/A , хотя ядра с нечетным числом нуклонов (как протонов, так и нейтронов) распадаются значительно медленнее. Поэтому график, на котором парциальное время жизни по отношению к спонтанному делению отложено в логарифмическом масштабе в зависимости от Z^2/A , имеет с хорошей точностью вид наклонной прямой (для того ограниченного количества данных, которые были тогда известны):

$$T = 10^{-21} \times \\ \times 10^{178-3,75Z^2/A} \text{ сек.} \quad (7)$$

По мере накопления данных стало очевидно, что хотя параметр Z^2/A в общем и определял время жизни, но в широком интервале значений Z изменения периода при фиксированном A он не описывал. Так, Хойзенга [41] указал,

что при заданном значении Z период полураспада по отношению к спонтанному делению проходит с изменением A через максимум. Кроме того, скорость спонтанного деления возрастает, когда число нейтронов в ядре превышает 152 [42]. На рис. 8 приведена зависимость логарифма периода спонтанного деления от параметра Z^2/A . Интересно отметить, что если экстраполировать эту прямую в область малых времен жизни, то области, соответствующей практически мгновенному спонтанному делению с периодом порядка

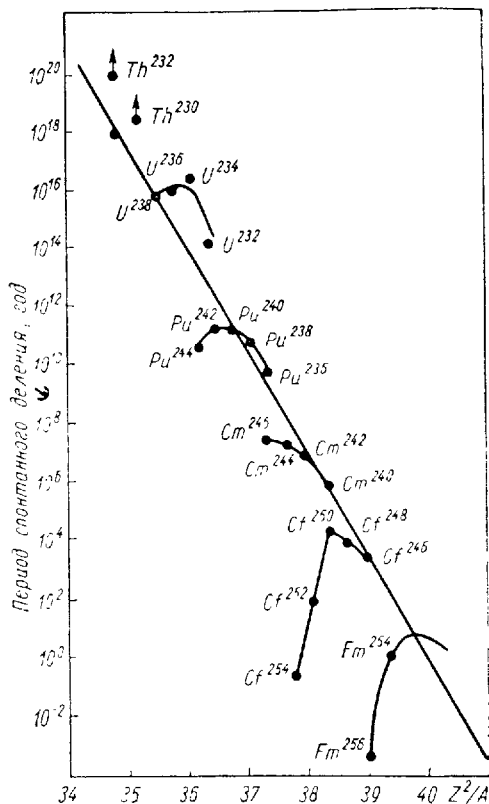


Рис. 8. Зависимость периодов спонтанного деления четно-четных ядер от Z^2/A .

10^{-20} , она достигнет при критическом значении $Z^2/A \sim 47$, которое почти совпадает с предсказаниями теории Бора — Уилера.

Поскольку кривые, соответствующие четно-четным изотопам разных элементов, расположены друг от друга примерно на одном расстоянии, можно приближенно определить положение этих кривых для самых тяжелых элементов. Эта систематика позволяет сделать вывод, что самый долгоживущий четный изотоп 104 элемента будет иметь период спонтанного деления порядка 1 сек. В районе 108 элемента максимальное время жизни будет измеряться уже микросекундами. Другую полезную систематику периодов спонтанного деления предложили Студьер и Хойзенга [43]. Они пересмотрели обнаруженную Крэмишем [44] связь между отношением периодов спонтанного деления и α -распада и параметром. Связав друг с другом не последовательные продукты α -распада, а ядра, отличающиеся друг от друга на две единицы по Z и на шесть единиц по A , они получили удобную систематику периодов спонтанного деления.

Гиорсо показал, что наблюдаемые периоды спонтанного деления Cf^{252} , Cf^{254} , Fm^{254} и Fm^{256} существенно короче, чем предсказывали систематики, описанные выше. Он рассматривал этот факт как дополнительное подтверждение того, что нейтронная подболочка закрывается на 152 нейтронах и изотопы с большим числом нейтронов имеют несколько иную структуру, что и приводит к ускоренному уменьшению периодов с ростом A . В этой связи следует вспомнить, что наблюдается скачок в энергиях α -частиц четно-четных изотопов калифорния, эйнштейния и фермия, что также указывает на наличие нейтронной подболочки 152.

Если эффект этой подболочки действительно имеет место, то он должен существенно влиять на периоды спонтанного деления изотопов тяжелых элементов начиная с $Z = 100$.

Святецкий [49] внес важный вклад в объяснение периодов спонтанного деления, указав на большую чувствительность вероятности такого распада к тонкой структуре масс основных состояний ядер. Святецкий показал, что все ядра, обладающие в основном состоянии особой устойчивостью, т. е. имеющие массу, которая заметно ниже величины, соответствующей гладкой массовой поверхности, имеют и время жизни по отношению к спонтанному делению существенно большее, чем следует из линейной зависимости от Z^2/A (см. рис. 8). Уменьшение массы основного состояния на одну миллимассовую единицу соответствует увеличению периода спонтанного деления в 10^5 раз. Святецкий исправил все экспериментальные значения периодов t , добавив к ним фактор $k \delta M$, где k — эмпирически подбираемая постоянная, а δM — отклонение массы основного состояния от гладкой массовой поверхности, определяемой формулой Грина [50]. Таким образом Святецкий, по-видимому, объяснил вариации периодов спонтанного деления как зависимость от A при заданном Z и сильный эффект, наблюдаемый в районе числа нейтронов 152. Из рис. 9 видно, что введение такой поправки замечательно сглаживает экспериментальные кривые.

Успех этой систематики приводит к заключению, что потенциальная поверхность, соответствующая седловым точкам, значительно более «гладкая» и меньше подвержена влиянию оболочечных эффектов, чем массовая поверхность основных состояний. По мере того как с увеличением Z расстояние между этими поверхностями уменьшается, влияние оболочечных эффектов на положение седловой точки усиливается.

Дорн [46] несколько расширил и пересмотрел выводы Святецкого [49] и заново рассчитал периоды спонтанного деления трансурановых элементов до 106 элемента. Он предсказал значительно большие периоды для неоткрытых еще изотопов в районе 100-го атомного номера, чем ожидалось.

Ньютон [51] и позднее Уилер предложили привлекательное объяснение приведенных периодов спонтанного деления для нечетных изотопов, используя приближение сильной связи в обобщенной модели Бора — Моттelsonа. Это объяснение основано на квантовости собственного момента количества движения системы нуклонов относительно оси симметрии и на том факте, что собствен-

ный внутренний момент состояния с низшей энергией имеет различные значения с возрастанием сфероидальной деформации в $\Omega \hbar$ в случае нечетных ядер, в то время как у четно-четных ядер нуклонное состояние с $\Omega = 0$ наинизшее при всех деформациях. Поэтому у четно-четных ядер последняя пара нуклонов может, сохра-

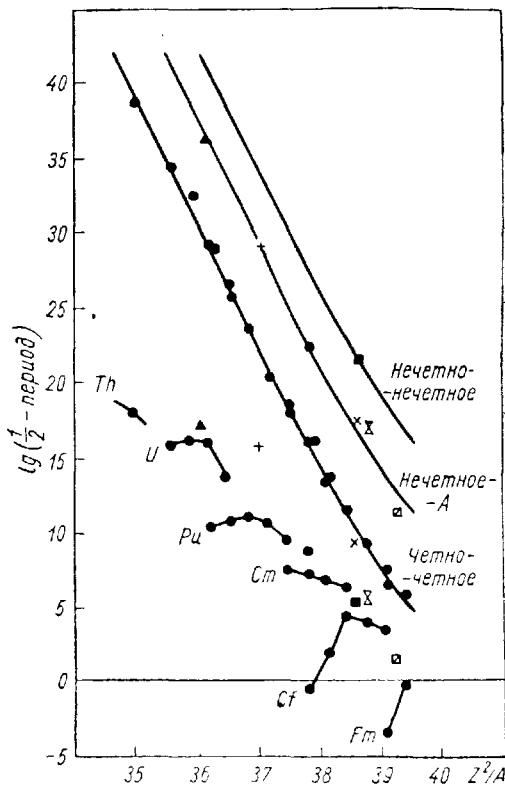


Рис. 9. Зависимость периодов спонтанного деления от Z^2/A . Наблюдаемые периоды $\tau_{\text{эксп}}$ занимают левую нижнюю часть рисунка. Исправленные значения $\tau_{\text{эксп}} + k\delta M$ группируются вдоль трех кривых. Экспериментальные точки для четно-четных изотопов соединены ломаными линиями. Нечетные ядра помечены специальными знаками, которые слева направо вдоль кривой относятся к следующим ядрам: U^{235} , Pu^{239} , Bk^{249} , Gf^{249} , Es^{253} и Fm^{255} . Точка, соответствующая нечетно-нечетному ядру Es^{254} , нанесена квадратиком [49].

няя свой угловой момент, перестраивать орбиту, когда энергия, связанная с орбитальным состоянием, меняется при увеличении деформации. Для нечетных ядер заданное значение проекции нуклонного момента на ось ядра может сохраняться при изменении положения орбиты с увеличением деформации лишь при увеличении энергии нуклонного возбуждения за счет кинетической энергии дополнительной степени свободы *. Уилер дал грубую оценку этой дополнительной энергии, которую назвал энергией специализации, используя кривые Нильссона для зависимости энергии однонуклонных состояний от деформации. Таким образом Уилер оценил добавку к энергии активации, и она оказалась достаточной для того, чтобы объяснить в общих чертах исключительно низкие вероятности спонтанного деления четно-четных ядер.

Юханссон [48] исследовал влияние одночастичных эффектов количественно и получил интересные результаты. Он рассмотрел вклад отдельных нильссоновских состояний в полную энергию, необходимую ядру для достижения седловой точки. Энергии некоторых орбитальных состояний повышаются довольно круто с увеличением деформации, и такое состояние требует больше энергии, чем приходится в среднем на нуклон согласно капельной модели, повышая тем самым барьер деления. В то же время энергия других состояний увеличивается медленнее или даже понижается с ростом деформации, уменьшая порог «Переключение состояний» — отмеченный Ньютоном [51] и Уилером [52] эффект перехода нуклонов с орбиты на орбиту — так же понижает порог деления четных ядер, как мы уже упоминали выше.

Из-за математических трудностей Юханссону не удалось точно рассчитать высоту барьера и форму ядра в седловой точке с помощью точных методов обобщенной модели.

Вместо этого он определил отклонения от простой капельной модели. Сперва с помощью модели жидкой капли он рассчитал высоту барьера в зависимости от N и Z , а затем нормировал абсолютные величины порогов для получения согласия с экспериментальными данными в урановой области. Одно ядро было выбрано в качестве эталона, и по отношению к нему производились расчеты для нескольких более тяжелых изотопов. В каждом случае рассчитывалось влияние отдельных нильссоновских состояний на отклонение высоты барьера от величины, предсказываемой моделью жидкой капли. Эту разницу в высоте барьера подставляли в простую формулу для вычисления проницаемости с тем, чтобы рассчитать ожидаемое изменение в вероятности спонтанного деления. Таким способом были рассмотрены 19 ядер и оказалось, что изучение конкретных

* При делении деформированного ядра энергия последнего нечетного нуклона в среднем увеличивается на величину порядка среднего расстояния между одночастичными уровнями с одной и той же величиной проекции момента на ось симметрии, порядка 1 Мэв . Это приводит к увеличению эффективного порога деления нечетных ядер по сравнению с четными.

нейтронных и протонных орбит позволило количественно объяснить все отклонения, которые наблюдали у этих ядер от простой систематики по параметру Z^2/A . Были учтены и зависимость вероятности деления от массового числа при заданном Z , и поправки, увеличивающие время жизни ядер с нечетным N . Большой интерес представляет применение этих методов для расчета свойств тяжелых ядер. В работе [48], а также во второй серии расчетов Юханссон вычислил значения времен жизни для ряда ядер. Поведение периодов спонтанного деления четно-четных ядер от урана до 104-го элемента представляет особенный интерес. У каждого элемента происходит резкое падение времени жизни, как только число нейтронов превышает 152, что согласуется с экспериментальными данными для калифорния и фермия. Однако с дальнейшим увеличением числа нейтронов этого ожидаемого понижения больше не наблюдается; вскоре тенденция к увеличению времени жизни с увеличением числа нейтронов восстанавливается. Поэтому Юханссон предсказывает существенно большие значения периодов спонтанного деления для неисследованных тяжелых ядер, чем Форман и Сиборг [45].

Юханссон определил время жизни для некоторых нечетных и нечетно-нечетных ядер.

Оценка вероятности спонтанного деления очень тяжелых ядер имеет важное значение для исследований, связанных с синтезом новых ядер за пределами области известных в настоящее время элементов. Спонтанное деление при увеличении массы ядра начинает конкурировать с α -распадом уже у изотопов калифорния и фермия, а для более тяжелых элементов его роль еще возрастает. Cf^{254} распадается преимущественно спонтанным делением с периодом полураспада 60 дней. Время жизни этого ядра по отношению к α -распаду составляет примерно 100 лет. Период спонтанного деления у Fm^{256} составляет 3,5 ч, что значительно короче ожидаемого периода α -распада.

Быстрое сокращение периодов спонтанного деления затрудняет получение зафермиевых элементов в измеримых количествах нейтронным облучением. Если нейтронный поток недостаточно высок для того, чтобы «проскочить» ключевые ядра типа Fm^{256} , они успевают распасться путем спонтанного деления. Нужно дойти до массового числа 259, чтобы получить β -излучающий изотоп фермия. Следовательно, трудно создать 101 элемент и выше, облучая образцы тяжелых изотопов в реакторах с большим потоком,

Советские ученые идентифицировали трансурановый изотоп с исключительно коротким временем жизни по отношению к спонтанному делению — 14 мсек. По выходам этой активности при различных комбинациях ядер-мишеней и ускоряемых частиц можно заключить, что она принадлежит, по-видимому, изомерному состоянию Am^{242} . Это сообщение было подтверждено последующими исследованиями в Беркли [54]. Полученный период в 10^{20} раз короче

времени жизни, которое можно ожидать для основного состояния. Это открытие имеет важное значение для теории спонтанного деления.

Филдс и др. [55] и Бентли и др. [56] обсуждали в своих работах возможность использования некоторых короткоживущих спонтанно делящихся изотопов в качестве нейтронных источников. Наиболее перспективен Cf^{252} , поскольку его можно получить в заметных количествах с помощью длительного облучения плутония и трансплутониевых элементов. (Этот изотоп излучает нейтроны с интенсивностью $3 \cdot 10^{12}$ нейтрон·сек/г.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Bohr N., Wheeler J. A. Phys. Rev., **56**, 426 (1939).
2. Seaborg G. T. Phys. Rev., **88**, 1429 (1952).
3. Frankel, Metropolis. Phys. Rev., **72**, 914 (1947).
4. Northrop J. A. et al. Phys. Rev., **115**, 1277 (1959).
5. Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron Cross Sections, Brookhaven National Laboratory Report BNL-325, Second Edition, Sup. of Documents, U. S. Gov't. Printing Office, Washington D. C. (July 1958). Hughes D. J. Nucleonics, **17**, No. 11, 132 (1939); Hughes D. J. et al. Report BNL-325 (II), Supplement 1, 1959.
6. Bohr N. Phys. Rev., **55**, 418 (1939).
7. Huizenga J. R., Duffield R. B. Phys. Rev., **88**, 959 (1952).
8. Huizenga J. R. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избранные доклады иностранных ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1958, стр. 237.
9. Hughes D. J. Pile Neutron Research (Cambridge, Mass., Addison-Wesley, 1953); Hughes D. J. Neutron Cross Sections (N.Y., Pergamon Press, 1957).
10. Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron Cross Sections, Report BNL-325, Second Edition (1958).
11. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избранные доклады иностранных ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1958, стр. 208.
12. Progress in Nuclear Energy, Series I, Physics and Mathematics, **1**, Charpie, Horowitz, Hughes, Littler, editors (N. Y., McGraw-Hill Book Co., 1956).
13. Conference on Neutron Physics by Time-of-Flight, held at Gatlinburg, Tenn., Nov. 1 and 2, 1956, Oak Ridge National Laboratory, Report ORNL-2309, July 1957.
14. Proceedings of the International Conference on the Neutron Interactions with the Nucleus held at Columbia University, N.Y., Report TID-7547. Sept. 9—13, 1957.
15. Hughes D. J. In American Institute of Physics Handbook (N. Y., McGraw-Hill Book Co., 1957).
16. Rainwater J. In Handbook der Physik, **40**, Springer-Verlag, Berlin (1957).
17. Sailor V. L. International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1955, United Nations, N. Y., 1956. Vol. IV, p. 199.
18. Shore F. J., Sailor V. L. Proceedings of the International Conference on the Neutron Interactions with the Nucleus held at Columbia Univ., Sept. 9—13, 1957, document TID-7547, p. 107—111.
19. Evans J. E., Fluharty R. G. Ibid., p. 98.

20. Shore F. J., Sailor V. L. Phys. Rev., **112**, 191 (1958).
21. Porter C. E., Thomas R. G. Phys. Rev., **104**, 483 (1956).
22. Reich C. W., Moore M. S. Phys. Rev., **111**, 929 (1958); Phys. Rev., **118**, 718 (1960).
23. Vogt E. Phys. Rev., **112**, 203 (1958); Phys. Rev., **118**, 724 (1960).
24. Bohr A. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева. 1958». Избранные доклады иностранных ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1958, стр. 237.
25. Stokes R. H. et al. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избранные доклады иностранных ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1958, стр. 380.
26. Northrop J. A. et al. Phys. Rev., **115**, 1277 (1959).
27. Описание методики приведено в статье: Rev. Sci. Inst., **29**, 61 (1958).
28. Lamphere R. W. Phys. Rev., **104**, 1654 (1956).
29. Sugihara T. T. et al. Phys. Rev., **108**, 1264 (1957).
30. Bohr N. Phys. Rev., **58**, 864 (1940).
31. Lamphere R. W. Phys. Rev., **104**, 1654 (1956).
32. Smith R. K. et al. Bull. Am. Phys. Soc., **11**, 2, 196 (1957).
33. Нейтмендінгер А. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева. 1958». Избранные доклады иностранных ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1958, стр. 89.
34. Henkel, Barschall. Частное сообщение. Stokes R. H., Allene W. D., Henkel R. L. Prog. Nucl. Energ., **2**, 38 (1958). Hughes D. J. et al. editors, N. Y., Lond., Pergamon Press., 1958.
35. Панкратов В. М. «Атомная энергия», **14**, 177 (1963).
36. Libby W. F. Phys. Rev., **55**, 1269 (1939).
37. Petrzhak K. A., Flerov G. N. Compt. Rend. USSR, **28**, 500 (1940); J. Phys. USSR, **3**, 275 (1940).
38. Segré E. Phys. Rev., **86**, 21 (1952).
39. Whitehouse W. J., Galbraith W. Nature, **169**, 494 (1952).
40. Seaborg G. T. Phys. Rev., **85**, 157 (1952).
41. Huizenga J. R. Phys. Rev., **94**, 158 (1954).
42. Ghiorso A. «Spontaneous Fission Correlations», Paper P/718, Proceedings of the International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, 7, United Nations, N. Y., 1956.
43. Studier M. H., Huizenga J. R. Phys. Rev., **96**, 545 (1954).
44. Kramish A. Phys. Rev., **88**, 1201 (1952).
45. Foreman B., Seaborg G. J. Inorg. and Nucl. Chem., **7**, 305 (1958).
46. Dorn D. W. Phys. Rev., **121**, 1740 (1961).
47. Johansson S. A. E. Nucl. Phys., **12**, 449 (1959).
48. Johansson S. A. E. Univ. Calif. Law. Rad. Rep. UCRL—10474, Sept. 1962. (Не опубликовано).
49. Swiatecki W. J. Phys. Rev., **100**, 937 (1955).
50. Green A. E. S. Phys. Rev., **95**, 1006 (1954).
51. Newton J. O. Prog. Nucl. Phys., **4**, 234 (1955).
52. Wheeler J. A. «Nuclear Fission and Nuclear Stability», a contribution to «Niels Bohr and the Development of Physics», Pergamon Press, Lond. (1955).
53. Flerov G. N. et al. In Proceedings of the Third Conference on Reactions Between Complex Nuclei Held at Asilomar, California, April 1963, University of California Press, Berkeley, 1963, p. 219.
54. Ghiorso A. et al. (Неопубликованный результат), 1964.
55. Fields P. R. et al. Nature, **174**, 265 (1954).
56. Bentley W. C. et al. Paper P/809 Proceedings of the Geneva Conference, Peaceful Uses of Atomic Energy, August, 1955, United Nations.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ

4.1. ВВЕДЕНИЕ

Методы радиохимии привели к открытию деления ядер и дали большой вклад в объяснение главных особенностей реакций деления. Одна из наиболее характерных особенностей — асимметрия деления ядра. В течение многих лет наши знания о массах осколков были обязаны радиохимическим исследованиям. Хан с сотрудниками, работавшие во время второй мировой войны в Германии, продолжали начатое Ханом и Штрассманом [1, 2] изучение продуктов деления. В то же самое время радиохимики, работавшие в США и Канаде, проводили тщательное исследование тех же продуктов. Целью этой работы были идентификация атомного номера, массового числа, времени жизни, выяснение особенностей схем радиоактивного распада отдельных продуктов деления. Затем предполагалось количественно измерить выходы цепочек деления и там, где возможно, независимый выход индивидуальных изотопов. Первая работа по выходу продуктов деления была выполнена Ферми [3] с сотрудниками в Колумбийском университете.

Выходы продуктов деления определяют по этапам:

1. Измеренное количество нерадиоактивного носителя определенного продукта деления добавляется в раствор урана, в котором произошло известное число актов деления.

2. В случае необходимости производится химическая обработка этого раствора с целью полного изотопического обмена стабильного и радиоактивного изотопов элемента. Для большинства элементов обработка заключается в размешивании раствора. Для некоторых элементов обмен неполный, если не поддерживаются определенные условия. Например, для иода обмен полностью не заканчивается, пока не выполнена определенная последовательность стадий окисления и восстановления.

3. Раствор подвергается аналитической обработке, чтобы выделить элемент из раствора в состоянии химической и радиохимической чистоты.

4. Относительная регенерация инертного носителя определяется каким-либо количественным аналитическим методом. Предполагается, что химическая регенерация исследуемого радиоактивного элемента та же самая, что и инертного носителя.

5. Измеряются излучения очищенных радиоэлементов, чтобы идентифицировать изотопы и определить их абсолютные количества. Вводятся поправки на рассеяние назад, эффекты поглощения, ветви распада и т. д. Делается также поправка на радиоактивный распад от времени деления до времени счета.

6. Из данных по измерению активности, химическим выходам и известного числа делений рассчитывается выход продуктов деле-

ния. Выход определяется как процент делений, приводящих к образованию исследуемого продукта.

Следует отметить, что радиохимические результаты в общем не дают независимого выхода изотопа. Обычно экспериментально определяемый выход является кумулятивным и включает всех предшественников, которые испытали распад вплоть до исследуемого изотопа перед тем, как было произведено химическое выделение.

Результаты широких исследований американских ученых, работавших во время войны в Плутониевом проекте, собраны в трудах Плутониевого проекта [4]. В этой работе суммированы химические методы, результаты изучения схем распада, методы регистрации излучений и выходы продуктов деления. Рассмотрено деление U^{235} , U^{233} , Pu^{239} и U^{238} . О подобных исследованиях было сообщено также Граммитом и Хилкинсоном [5] из Канадского проекта.

Начиная с 1946 г. данные военного времени были значительно улучшены. Благодаря успехам техники регистрации излучений и более тщательному изучению, стало возможно установить детальные схемы распада для ядер-продуктов деления. Методы химической очистки и абсолютного счета также значительно улучшились. Более того, для определенных элементов применение масс-спектрографической техники позволило измерить выходы стабильных и долгоживущих изотопов с большей точностью.

4.2. ВЫХОДЫ ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Имеется несколько обзоров исследований выходов продуктов деления [6—12]. Подробную таблицу составил Катков [8]. Она включает полный обзор данных, опубликованных до 1960 г. Те же самые цепочки появляются при делении других ядер, но с выходами, отличающимися от выходов при делении U^{235} .

Вначале большинство данных было получено радиохимическим методом, но позже для этой цели использовались масс-спектрометрические методы [9]. Некоторые из таких измерений изотопов стронция, циркония, молибдена, церия, бария, цезия и неодима, которые возникали при делении, были сделаны методом изотопного разбавления [13].

Эти распространенности масс осколков были обращены в выходы продуктов деления на основании того критерия, что сумма всех выходов должна составлять 200 %, как ожидается из теории для двойного деления. Радиохимические данные для массовых чисел, не определенных масс-спектрометрическим методом, использовались как вспомогательные. В целом выходы при делении U^{235} , основанные на измерениях радиоактивности, считаются надежными с точностью 10—20 %, хотя ошибки в некоторых случаях могут быть лишь в несколько процентов. Величины, основанные на масс-спектрометрических измерениях, несколько точнее и считаются надежными

с точностью около 5%. Значения полных выходов цепочек приведены в форме массовой кривой на рис. 1.

Масс-спектрометрические данные ясно указывают на тонкую структуру в области масс 100 и 134. Этот эффект приписывается

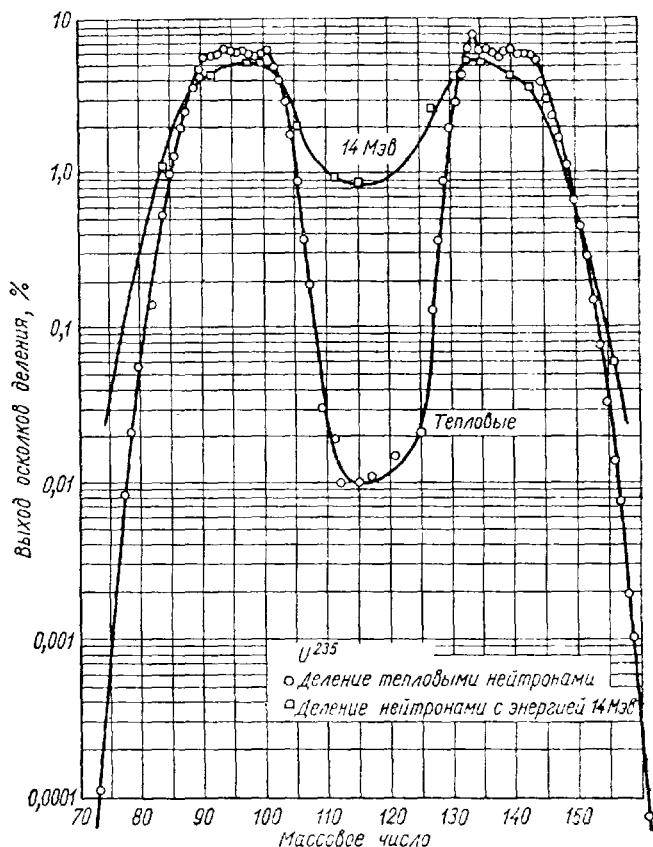


Рис. 1. Массовые кривые для деления U^{235} медленными нейтронами. Кривые построены по «наилучшим» точкам [8].

влиянию замкнутых оболочек нейтронов и обсуждается ниже. Здесь мы хотим описать только общее поведение массовой кривой.

Важные новые результаты по выходам получили Феррар, Фиккел и Томлинсон [12] в 1962 г. масс-спектрометрическим методом. В этой работе были впервые отдельно определены относительные распространенности изотопов десяти элементов. Затем в другой серии измерений относительные распространенности изотопов соседних пар элементов были связаны через пары изобар. Например, выход Ce^{144} по отношению к другому изотопу церия был измерен спустя несколько недель после облучения образца в реакторе, т. е.

спустя время, короткое по сравнению с периодом полураспада Ce^{144} , равным 285 дням. Его дочернее ядро Na^{144} было измерено относительно других изотопов неодима в образце — продукте деления 16-летней давности. Этот метод взаимной калибровки выходов продуктов деления в соседних элементах позволяет избежать многих источников ошибок, присущих прежним измерениям.

Из выходов и массовых кривых для U^{235} , Pu^{239} , U^{233} видно, что ядро тяжелого элемента не делится на два равных осколка. Два осколка имеют отношение масс 1,46 в случае наиболее вероятного деления U^{235} . Ясно также, что процесс деления не дает единственной пары осколков. Для какого-либо индивидуального акта деления нельзя предсказать, какая пара осколков будет образована; среди продуктов деления были обнаружены массы осколков в интервале 72—161 и атомные номера в интервале 30—65.

Преобладание асимметричного деления в сравнении с симметричным часто выражается в терминах отношения «пика к впадине», определяемого как отношение выходов, соответствующих двум максимумам массовой кривой, к выходу в минимуме кривой, соответствующему симметричному делению. Отношение «пик к впадине» наибольшее для спонтанного деления и деления нейтронами определенной резонансной энергии. Оно несколько меньше для деления медленными нейтронами и заметно меньше при делении нейтронами высокой энергии (порядка мегаэлектронвольт). При делении нейтронами с энергией в десятки мегаэлектронвольт и в особенности заряженными частицами симметричное деление становится более вероятным в некоторых случаях преобладает.

Более полно это обсуждается во второй части книги. Отношение «пик к впадине» и некоторые другие характеристики массовых распределений для различных делящихся ядер приведены в табл. 1.

Сравнение массовых распределений

Таблица 1

Делящееся ядро	Тип деления	Наиболее вероятное массовое число		Ширина на половине высоты	Отношение наиболее ве- роятных масс тяжелой и легких групп	Отношение «пик к впа- дине»
		легкая группа	тяжелая группа			
Th^{232}	Быстрые нейтроны (спектр деления)	92	139	14	1,51	115
U^{233}	Медленные нейтроны	94	138	14	1,47	~450
U^{235}	»	95	139	15	1,46	650
U^{238}	Быстрые нейтроны (спектр деления)	98	139	16	1,42	200
Pu^{239}	Медленные нейтроны	99	138	16	1,40	150
Sp^{242}	Спонтанное деление	103	136	16	1,32	—
Cf^{252}	»	108	139	16	1,29	> 600

Сумма величин наиболее вероятных массовых чисел легкого и тяжелого осколков не равна массе начального делящегося ядра,

так как осколки испускают нейтроны. Разница двух сумм равна среднему числу $\bar{\nu}$ нейтронов на деление. Эта величина может быть значительно более точно оценена прямым измерением (см. гл. 7).

Главный эффект возрастания массы делящегося ядра — сдвиг массы легкого осколка к большей величине, масса тяжелого осколка

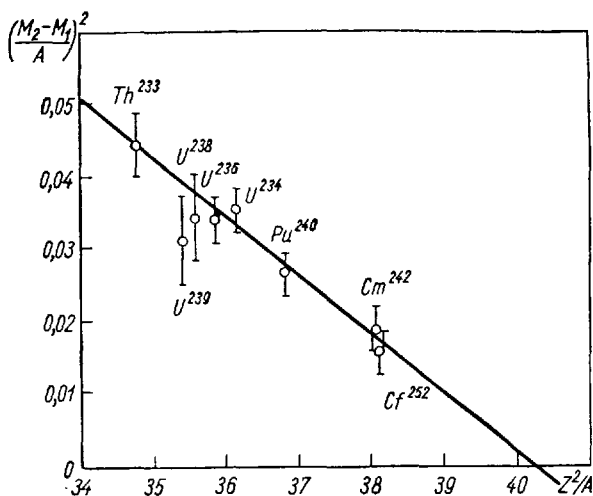


Рис. 2. Зависимость квадрата относительной асимметрии $((M_1 - M_2)/A)$ от Z^2/A [14].

остается постоянной. В некоторых случаях это обстоятельство использовалось для оценки массы делящегося ядра в сложных системах. Святецкий [14] с помощью весьма общих соображений, основанных на модели жидкой капли, показал, почему это должно происходить таким образом. Он рассмотрел корреляцию между асимметрией и параметром Z^2/A (рис. 2), полезную для предсказания неизвестных величин.

4.3. СТРУКТУРА МАССОВОЙ КРИВОЙ

Первые радиохимические исследования показали, что массовая кривая довольно плавная; никаких указаний на тонкую структуру выступов в двугорбом распределении нет. Когда нашли отклонения от плавной кривой, то долгое время было трудно сделать определенные выводы о характере этих отклонений из-за ошибок в измерениях. Некоторые искажения массовой кривой ожидалось вследствие эмиссии запаздывающих нейтронов, но полный эффект от них не мог быть велик, так как имеется только 1,58 запаздывающих нейтронов на 100 делений U^{235} . Величину поправки наблюдаемого кумулятивного выхода цепочки за счет испускания запаздывающих нейтронов рассчитали Феррар и Томлинсон (см. табл. 2).

**Поправки кумулятивного выхода ($U^{235} + n$) продуктов деления
на эмиссию запаздывающих нейтронов**

Массовое число	Измеренный выход [12]	Исправленный выход [12]	Массовое число	Измеренный выход (2) [12]	Исправленный выход [12]
86	2,04	2,00	136	6,47	6,23
87	2,50	2,44	137	6,17	6,30
88	3,58	3,49	138	6,68	6,70
89	4,75	4,77	139	6,42	6,51
90	5,77	5,92	—	—	—

Первая работа, которая установила существование больших отклонений от плавной массовой кривой, был точный масс-спектрометрический анализ Тоде с сотрудниками [15—17] распространенностей изотопов криптона и ксенона, производимых при делении U^{235} . В частности, выход He^{134} оказался на 35% выше, чем ожидалось. Радиометрическое определение Стэнли и Катковым [18] выхода I^{136} при делении U^{233} , U^{235} и Pu^{239} также показало большое отклонение от плавной кривой.

Так как эти изотопы лежат близко к оболочке 82 нейтрона, объяснение аномальных выходов было найдено в специфических эффектах оболочек. Оболочечная структура может влиять на выходы вследствие: 1) преимущественного образования в акте деления осколков с замкнутыми оболочками нейтронов или протонов; 2) дополнительного испарения нейтронов из осколков деления, имеющих один нейтрон сверх замкнутой оболочки; 3) затруднения испарения нейтронов из осколков, имеющих замкнутые оболочки нейтронов. Гленденин [19] предложил вторую из этих альтернатив для объяснения аномальных выходов в области масс от 133 до 135. Дополнительное испускание мгновенных нейтронов (сверх обычного числа, испускаемого каждым осколком) приводит к искажениям выходов вблизи замкнутых оболочек, так как потери выхода из данной цепочки обычно не компенсируются возрастанием выхода из цепочки с массой, на единицу большей. Расчеты, основанные на этом механизме и первичных выходах вдоль цепочек деления, даваемых кривой распределения заряда (см. рис. 1 гл. 5), показали тонкую структуру для изотопов криптона и ксенона и аномально низкий выход для I^{136} в качественном согласии с экспериментом.

Паппас [20] развил гипотезу Гленденина, предполагая на основе систематики энергий связи нейтронов, что эмиссия мгновенных нейтронов должна включать третий, пятый и, возможно, седьмой нейтроны вне замкнутой оболочки. Этот эффект, однако, недостаточен для объяснения других данных по выходам. Требование гипотезы таково, что любое возрастание выхода определенной массы сверх ожидаемого из плавной кривой должно быть точно сбалансировано уменьшением наблюдаемого выхода для цепочек с большим массовым числом. Такое уменьшение не наблюдалось. Уайлз [21, 22],

например, нашел высокий выход для Cs^{133} , Cs^{135} , Cs^{137} и других продуктов, для которых на основе гипотезы Гленденина ожидался низкий выход.

Уайлз [21, 22] предположил, что аномальная тонкая структура должна быть обусловлена, по крайней мере частично, преимущественным образованием в акте деления осколков с 82 нейтронами. В соответствии с гипотезой Уайлза такие ядра, как Sb^{133} , Te^{134} , I^{135} , Xe^{136} , Cs^{137} , должны иметь повышенный выход. Кроме того, вследствие высокой энергии связи последнего нейтрона испарение нейтронов из таких осколков должно быть затруднено. Важным следствием этой гипотезы является то, что высокий выход таких ядер должен сказаться на дополнительных легких осколках. Выходы осколков в области масс 99—101, дополнительных к Te^{134} , I^{135} , Xe^{136} , должны показать, имеет ли место такая селективность. Гленденин и др. [23] исследовали этот «пик отражения» среди изотопов молибдена и циркония и нашли аномально высокие выходы в области масс 98—100.

В частности, выход Mo^{100} оказался выше на 40%. Этот результат рассматривается как доказательство справедливости гипотезы Уайлза.

Тщательное изучение выходов изотопов криптона обнаружило аномальные выходы в области ядер с оболочкой 50 нейтронов. Эта работа, выполненная масс-спектрометрическим методом Ванлессом, Тоде [17] и Флемингом и др. [24], показала небольшие эффекты тонкой структуры при делении U^{235} , U^{236} , U^{233} нейтронами. Каплан и Кориэлл [25] также наблюдали эффекты тонкой структуры в выходах изотопов криптона при делении различных ядер. Преимущественное образование конфигурации с 50 нейтронами в акте деления предполагали Уайлз и Кориэлл [26] на основе радиометрического исследования деления U^{235} и U^{238} дейтронами с энергией 15 Мэв. Влияние оболочек 50 нейтронов или 50 протонов наблюдать значительно труднее, чем влияние оболочки 82 нейтронов, так как изучаемые ядра лежат в области масс, где выходы цепочек быстро меняются с массой. Если бы тонкую структуру все же удалось наблюдать, то она была бы весьма незначительной и, возможно, могла быть полностью объяснена эмиссией запаздывающих нейтронов из одного-двух продуктов деления над оболочкой 50 нейтронов.

Эффекты тонкой структуры были также изучены при делении U^{233} , U^{238} , Pu^{239} нейтронами, хотя и не столь детально [17, 27—29]. Имеется несколько опубликованных работ о структуре выхода ксенона при делении U^{238} быстрыми нейтронами [24].

Мы не приводим здесь детальные аргументы различных объяснений структуры массовой кривой, поскольку новые работы по масс-спектрометрии осколков и измерению изменения числа нейтронов с массой осколка устранили большинство устарелых дискуссий.

Вместо этого мы хотим обратить внимание на точку зрения, развитую Фиккелем и Ферраром [30] (опубликованную в работе Фер-

рара и Томлинсона [31]) и независимо Терреллом [32]. Согласно этой точке зрения большая часть наблюдаемой структуры выходов обусловлена медленным изменением вероятности эмиссии нейтрона с массой осколков. Нет необходимости предполагать преимущественное образование в акте деления ядер с замкнутыми оболочками или внезапные большие изменения вероятности эмиссии нейтрона, чтобы объяснить наблюдаемую структуру кумулятивных выходов.

Анализ этих фактов основан на знании первичного массового распределения из одновременного измерения скоростей обоих осколков. Скорости осколков лишь незначительно подвержены влиянию эмиссии нейтронов. Применяя закон сохранения количества движения, данные о скоростях можно преобразовать в первичную массовую кривую. (Это обсуждается в разд. 6.3, в частности, на рис. 8 показана первичная массовая кривая, полученная Мильтоном и Фрезером из их измерений скоростей осколков.) Из-за несовершенства измерения скоростей и, в частности, из-за дисперсионных эффектов, которые не могут быть полностью проанализированы, эта массовая кривая не так точна, как кривая, определяемая с помощью масс-спектрометрии осколков после испускания нейтронов. Отметим, что на первичной массовой кривой имеется незначительная структура, одинаковая для легкого и тяжелого пиков, как это и должно быть. Однако эта структура совершенно отлична от разной структуры, характерной для конечной массовой кривой.

Фиккель [30], Феррар [30, 31] и Террелл [32] показали, что сравнение «точки с точкой» массовых кривых до и после испускания нейтронов можно использовать для определения того, какое среднее число нейтронов должно быть испущено из каждого первичного осколка, чтобы дать кумулятивные выходы, исправленные на эффекты запаздывающих нейтронов. На рис. 3 приведены результаты анализа Феррара и Томлинсона [31], а на рис. 7 (см. разд. 7.3) — результаты подобного анализа Террелла [32].

Полученное распределение нейтронов обладает рядом особенностей. Вероятность испускания нейтрона зависит от массы осколка: и в легком, и в тяжелом пиках имеются вариации, такие, что легчайшие осколки испускают близкое к нулю число нейтронов, а самые тяжелые осколки испускают максимальное число нейтронов. Какие-либо сомнения, что это изменение с массой правильно, снимаются прямыми измерениями числа нейтронов как функции массы осколка, что подробно обсуждается в разд. 3 гл. 7. На рис. 3 для сравнения приведены измерения В. Ф. Апалина и др. [33]. Более низкий наклон непосредственно измеряемого распределения нейтронов может быть объяснен дисперсионными эффектами, которые стремятся уменьшить наклон.

Нужно отметить, что, за исключением резкого изменения вероятности эмиссии нейтронов между массами 120 и 130, кривая эмиссии обнаруживает довольно плавное изменение с массой. Детальные расчеты показывают, что заметная структура в конечной кривой выхода масс может возникнуть из относительно плавной кривой

выходов первичных масс, если существует слабое изменение вероятности эмиссии нейтронов от массы к массе. Острый пик в конечной массовой кривой при значении массы 134 легко объясняется слабым изменением наклона величины $\nu_{\text{тяж}}$ в районе массы 136. Подобно этому, наблюдаемый пик у массы 100 есть результат изменения эмиссии нейтрона в легком пике и не связан с пиком у массы 134.

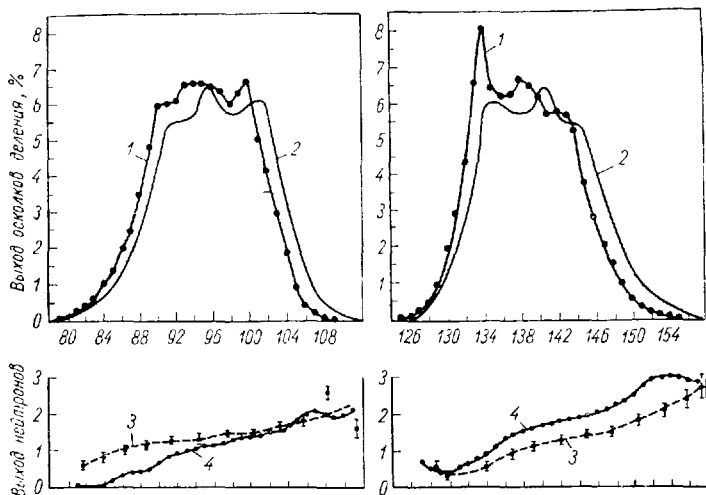


Рис. 3. Кривые кумулятивных выходов [31], кривые первичных выходов и зависимость эмиссии нейтрона от массового числа осколка [33]:

1 — кумулятивные выходы; 2 — распределение первичного выхода; 3 — измеренное распределение нейтронов [27]; 4 — распределение нейтронов (данная работа).

Тодд и сотрудники [9] обратили внимание на важную практическую пользу заметного изменения тонкой структуры в районе изотопов ксенона в различных делящихся системах. Благодаря этим различиям кривая выхода ксенона служит для идентификации типа деления и позволяет разобраться в смеси продуктов деления, возникающих в нескольких различных процессах деления. Например, анализ ксенона может быть использован для измерения вклада делений от U^{238} и U^{235} , если в качестве топлива используется естественный уран или обогащенный U^{235} .

4.4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС ПРИ ДЕЛЕНИИ НЕЙТРОНАМИ РЕЗОНАНСНОЙ ЭНЕРГИИ

Многие из характеристик деления, по-видимому, в сильной степени зависят от переходного состояния или специфического «канала деления». Сечение деления как функция энергии, как известно, имеет резко выраженную резонансную структуру в электронвольтовой области (см. разд. 3.3).

Возможно, что различные резонансы могут соответствовать различным переходным состояниям и соответствующие массовые распределения могут заметно различаться. Массовое распределение, наблюдаемое при делении тепловыми нейтронами, является, вероятно, некоторым средним по двум или более резонансам. Имея в виду эти соображения, провели исследования массовой кривой при делении нейтронами резонансной энергии.

Детальное радиохимическое изучение деления резонансными нейтронами встретило значительные трудности вследствие того, что источники моноэнергетических нейтронов очень слабы. Тем не менее было проведено предварительное изучение.

Образцы металлического U^{235} облучали [34] нейтронами с энергией 1,1; 3,1 и 4,5 эв, полученными с помощью кристаллического монохроматора на Аргонском исследовательском реакторе CP-5. Изотопы Sr^{89} , Ag^{111} , Cd^{115} и Sb^{127} были выделены количественно с точностью до 20%. Предварительные данные не дали заметного различия в относительной вероятности асимметричного (с выходом Sr^{89}) и близкого к симметричному (с выходом Ag^{111} , Cd^{115} , Sb^{127}) типов деления.

В работе [35] проведены подобные радиохимические исследования образца U^{233} на реакторе MTR при делении нейтронами с энергией 1,8; 2,3; 4,7 эв. Было найдено, что отношение асимметричного типа деления к симметричному больше на 20% при делении нейтронами с энергией 1,8 и 2,3 эв, чем при делении тепловыми нейтронами, однако для резонанса 4,7 эв оно не меняется в пределах ошибок эксперимента.

В Лос-Аламосе [36] проведен эксперимент, в котором относительные выходы шести выделенных продуктов деления были измерены при делении образца U^{235} , обернутого кадмием, нейтронами в центре «кипящего реактора». Кадмий поглощал нейтроны тепловой энергии, и наблюдаемые продукты деления обязаны делению резонансными нейтронами. Никаких драматических изменений не наблюдалось, но проявилась тенденция к углублению впадины на массовой кривой в сравнении с делением тепловыми нейтронами.

Исследование деления Pu^{239} резонансными нейтронами обнаружило значительное изменение отношения симметричного и асимметричного делений. В зависимости сечения деления Pu^{239} от энергии имеется сильный изолированный резонанс при энергии 0,297 эв.

В работе [37] показано, что имеется трехкратное возрастание отношения выходов Mo^{99}/Cd^{155} при делении Pu^{239} резонансными нейтронами. Анализ, основанный на предположении, что различие в спинах является главной причиной изменения этого отношения, привел к выводу, что оно меняется на фактор, по крайней мере, 5,3 для двух различных спиновых состояний Pu^{239} .

Трудности получения счета, достаточного для тщательного изучения массовой кривой при делении резонансными нейтронами, побуждали Боллингера и сотрудников [38] разработать хитроумный

способ получения массовой кривой. Тонкий образец делящегося материала помещают в двойную ионизационную камеру и экспонируют в пучке нейтронов. Импульсы от двух осколков линейно усиливаются. Один из этих импульсов, а также сумма двух импульсов подаются на электронную схему, которая преобразует отношение высот двух импульсов в два импульса, имеющие разницу в продолжительности, пропорциональную отношению высот. Эта разность регистрируется 1024-канальным временным анализатором. Вследствие сохранения импульса в акте деления отношение высот импульсов пропорционально массе одного из осколков. Полученная таким образом массовая кривая более точна, чем кривая, способ получения которой обсуждается в разд. 6.1 и 6.2. Это различие объясняется большим разбросом полной энергии осколка для данного массового отношения.

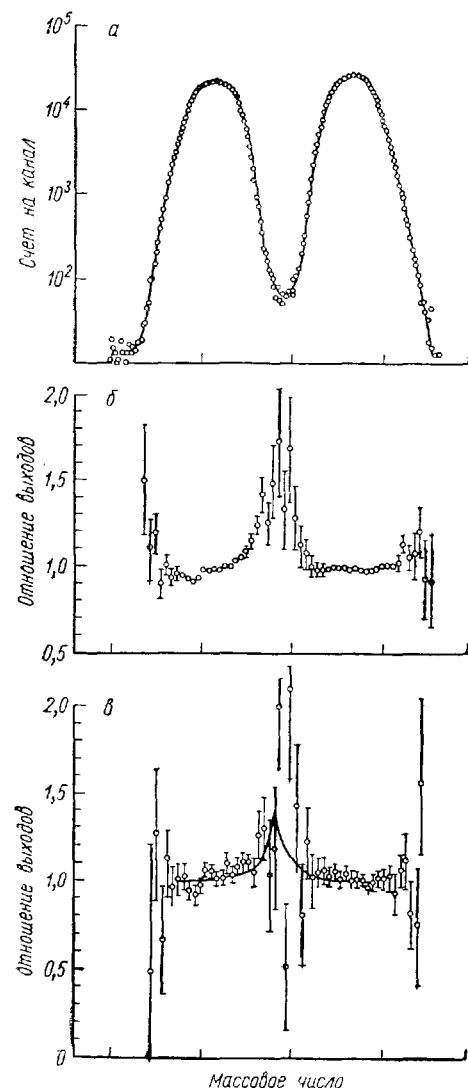


Рис. 4. Массовое распределение при делении U^{235} тепловыми нейтронами:

а—определенное с помощью специальной ионизационной камеры; б—деление производится фильтрованным пучком нейтронов, содержащим 50% резонансных нейтронов с энергией 8,9 эв. На рис. б и в даны отношения выходов при делении резонансными и тепловыми нейтронами; б—первоначальные результаты; в—исправленные результаты.

усиливаются. Один из этих импульсов, а также сумма двух импульсов подаются на электронную схему, которая преобразует отношение высот двух импульсов в два импульса, имеющие разницу в продолжительности, пропорциональную отношению высот. Эта разность регистрируется 1024-канальным временным анализатором. Вследствие сохранения импульса в акте деления отношение высот импульсов пропорционально массе одного из осколков. Полученная таким образом массовая кривая более точна, чем кривая, способ получения которой обсуждается в разд. 6.1 и 6.2. Это различие объясняется большим разбросом полной энергии осколка для данного массового отношения. В работе [38] этот метод использовался для изучения деления U^{235} и U^{233} нейтронным пучком, профильтрованным таким образом, чтобы иметь высокое содержание резонансных нейтронов. Верхняя часть рис. 4 представляет собой измеренное массовое распределение для деления U^{235} тепловыми нейтронами. Отношение «пика к впадине» равно 400. Массовое распределение было также измерено в пучке нейтронов, содержащем главным образом нейтроны с энергией около 8,9 эв. От-

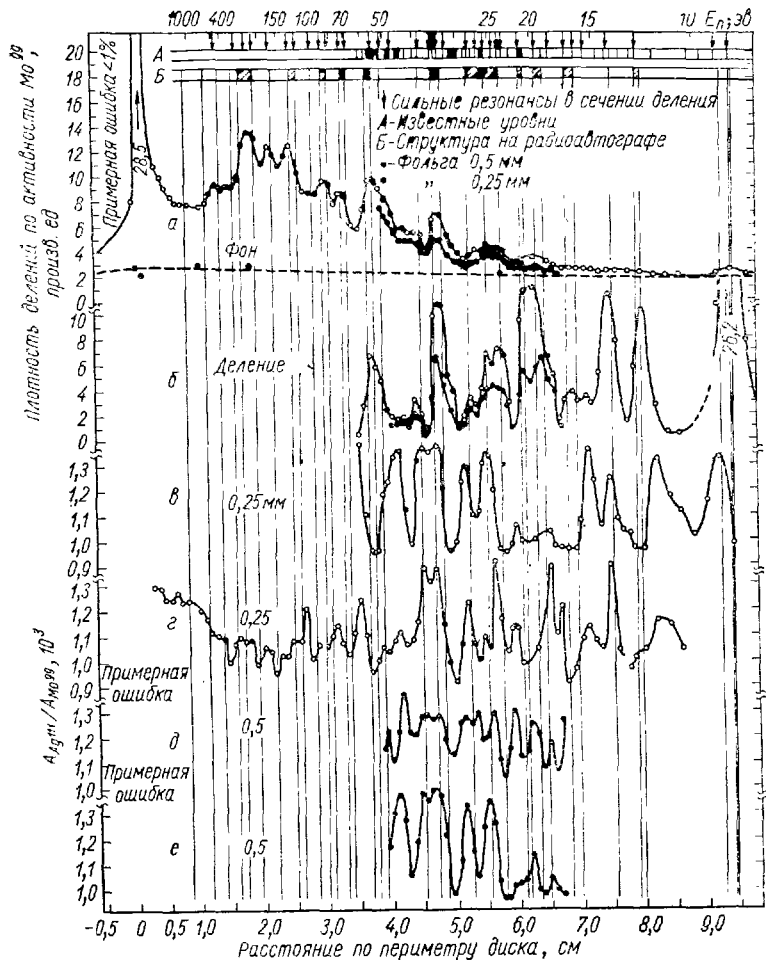


Рис. 5. Экспериментальные результаты по измерению плотности делений и отношения активностей методом по времени пролета.

Кривая а — плотность делений (измеренная по удельной активности Mo^{99}) в урановой фольге толщиной 0,25 мм как функция расстояния по периметру колеса (единицы произвольные). Нижняя кривая а в области 4—7 см получена с фольгой толщиной 0,5 мм. Пунктирной, почти горизонтальной линией обозначен фон делений вне площадки напротив щели коллиматора. Кривые г и д дают отношение активностей в фольгах с толщинами 0,25 и 0,5 мм соответственно как функцию расстояния по периметру. Кривые б, в, е — рассчитанные плотности делений и отношения активностей $\text{Ag}^{111}/\text{Mo}^{99}$ в фольгах 0,25 и 0,5 мм. По Коэну и др. [39].

ношение выходов при делении резонансными и тепловыми нейтронами приведено в нижней части рисунка. Это отношение не отклоняется заметно от единицы, но в центре имеется слабый рост. Если этот эффект реален, то вероятно, что при делении U^{235} нейтронами с энергией 8,9 эв отношение «пик к впадине» несколько ниже, чем при делении тепловыми нейтронами. Этот результат противоречит приводившимся ранее радиохимическим результатам.

Лос-аламосская радиохимическая группа [30] решила проблему интенсивности нейтронов в экспериментах, проводившихся во время испытаний взрывных ядерных устройств. Небольшой ядерный взрыв использовался как источник нейтронов. Интенсивность нейтронов была на много порядков выше, чем от любого лабораторного источника. Вращающийся диск с несколькими слоями U^{235} 93 %-ного обогащения, прикрепленным к его краю, помещался на расстоянии около 30 м от источника. Нейтроны, летящие с разными скоростями, попадали на слои U^{235} в разных точках вдоль края диска. Поток нейтронов имел величину $\geq 10^{10}$ нейтрон/(см²·эв) с разбросом, характеризующимся полушириной в несколько процентов в области энергий от 10 до 100 эв. Радиоавтографы образцов делали возможной идентификацию многих главных резонансов.

После облучения был проведен радиохимический анализ образцов. Выход Mo^{99} использовался как мера числа делений в различных частях колеса. В качестве монитора симметричного деления использовался Ag^{111} . Большинство главных результатов представлено на рис. 5.

Сильное изменение выходов в зависимости от расстояния вдоль обода (стрелки вверх на рисунке) показывает, что различия в делении, вызываемом в U^{235} резонансными нейтронами различных энергий, есть; такое заключение подкрепляется расчетом величин резонансных энергий в пиках выходов. Эти величины согласуются с известными резонансами или группами близко расположенных резонансов на кривой сечения деления U^{235} .

Известные резонансы расположены в верхней части рис. 5. Отношение активностей Ag^{111} и Mo^{99} использовалось как индикатор изменения отношения симметричного и асимметричного делений. Имеется определенная структура этого отношения (см. рис. 5, кривые, *г*, *д*, *е*), но нет указаний на заметный сдвиг в пользу симметричного деления. Отношение для индивидуальных резонансов меняется от $0,5 \cdot 10^{-3}$ до $1,4 \cdot 10^{-3}$, тогда как для деления U^{235} тепловыми нейтронами оно равно 10^{-3} . Детальный анализ показал, что в энергетическом интервале от 10 до 63 эв пять резонансов, с разумной достоверностью, ассоциируются с возрастанием симметрии деления; другие четыре резонанса, по-видимому, ассоциируются с возрастанием симметрии, одиннадцать резонансов с разумной достоверностью ассоциируются с уменьшением симметрии и больше девяти, по-видимому, ассоциируются с уменьшением симметрии. Рассматривая энергетический интервал от 10 до 400 эв, авторы приходят к выводу, что ни один из первых 500 резонансов U^{235} не дает роста симметричного деления.

Результаты этого эксперимента были подтверждены подобным исследованием при взрыве по проекту «Гном» в 1961 г. Только для резонанса 15,4 эв наблюдалось серьезное расхождение с результатами прежней работы.

Ясно, что серия экспериментов такого типа позволила бы провести весьма плодотворный анализ многих особенностей деления

4.5. ВЫХОДЫ ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ

Кажется правдоподобным заключение, что спонтанное деление должно включать единственный канал. Можно ожидать, что массовое распределение, так же как и другие характеристики спонтанного деления, даст весьма точную информацию о природе процесса деления, идущего через один канал. Однако число ядер, для которых может быть проведено детальное изучение характеристик спонтанного деления, ограничено сильной зависимостью вероятности спонтанного деления от атомного номера и типа ядра (см. разд. 3.6).

Изучение спонтанного деления тория или урана сильно затруднено из-за больших времен жизни: больше чем 10^{21} лет для тория и $1,3 \cdot 10^{16}$ лет для урана (см. табл. 3 гл. 3). Тем не менее некоторые исследования были выполнены. Наиболее успешным было извлечение из минералов урана и тория стабильных изотопов благородных газов, накопленных в минералах в течение геологических эпох. Например, спонтанное деление 1 г урана дает около 10^{-7} см³ Хе¹³⁶ в течение 300 млн. лет. В 6%-ном минерале урана, имеющем такой возраст, отношение Хе¹³⁹ — продукта деления к обычному Хе¹³⁶ должно быть около 60. Таким образом, в радиоактивных минералах полное количество ксенона и криптона, так же как изотопное распределение, должно отличаться от этих величин в обычных минералах. Современные методы масс-спектрометрии настолько чувствительны, что изотопный состав таких малых объемов газа можно определить точно. В 1947 г. Хлопин и сотрудники [40] нашли, что урановая смолка содержит ксенона больше, чем обычные минералы, и количество ксенона согласуется с предположением, что он образован в результате спонтанного деления. В 1950 г. Макнамара и Тоде [41] сообщили об измерениях изотопной распространенности ксенона и криптона, извлеченных из образца урановой смолки возраста около $1,4 \cdot 10^9$ лет. Были идентифицированы пять изотопов ксенона — продуктов деления (Хе¹²⁹, Хе¹³¹, Хе¹³², Хе¹³⁴, Хе¹³⁶) и три изотопа криптона (Kr⁸³, Kr⁸⁴, Kr⁸⁶). Интересно отметить, что Хе¹²⁹ является продуктом деления U²³⁸, он не обнаруживается среди продуктов деления U²³⁵ медленными нейтронами. Причина состоит в том, что его предшественник I¹²⁹ имеет время жизни $1,7 \cdot 10^7$ лет. В работе [42] исследованы изотопы ксенона и криптона от образцов урановых минералов, эвксенита и урановой смолки и ториевого минерала — монацита. Флеминг и Тоде [43] измерили выходы этих газов в шести образцах урановой смолки и одном образце уранита. Когда сравнили все результаты, выяснилось, что распределение изотопов ксенона в некоторой степени изменяется от образца к образцу.

Стало ясно, что нужно быть осторожным в приписывании всего наблюдаемого ксенона и криптона в урановых минералах спонтанному делению U²³⁸. Деление U²³⁵ естественными нейтронами может дать вклад в долю благородных газов. Этот вклад зависит от концентрации урана в минерале, возраста минерала и природы примесей. Обнаружение малых количеств плутония в урановых минера-

лах [44], возникающего вследствие захвата естественных нейтронов U^{238} , является прямым указанием на измеримую концентрацию нейтронов в урановых минералах (см. разд. 6.6). Нейтроны возникают главным образом вследствие спонтанного деления U^{238} и в реакциях (α , n), вызываемых действием α -частиц на легкие элементы, содержащиеся в образцах.

Юнг и Тодде [45] при дальнейшем анализе изотопической распространенности благородных газов в шести урановых минералах пришли к выводу, что деление U^{238} и U^{235} нейтронами может дать некоторую дополнительную долю ксенона и криптона к количеству, обнаруженному в минералах.

Анализ отношений изотопов ксенона в различных урановых минералах позволил установить три важных отличия выходов при спонтанном делении от выходов при делении, вызванном нейтронами.

1. Массовая кривая для спонтанного деления более крутая и обнаруживает более четкое разделение масс. Легкие изотопы ксенона имеют меньший выход, чем при делении медленными нейтронами.

2. Характеристики «тонкой структуры» различны. В случае деления U^{235} нейтронами He^{133} и He^{134} имеют аномально высокие выходы, тогда как при спонтанном делении выход He^{132} аномально высок, а выход He^{134} заметно ниже.

3. Выход ксенона по отношению к криптону выше для спонтанного деления.

Юнг и Тодде [45] применили метод изотопного разбавления для измерения абсолютных выходов изотопов ксенона и криптона при спонтанном делении U^{238} .

Измерение выходов других продуктов стандартными радиохимическими методами ограничено вследствие чрезвычайно низких скоростей счета. Паркер и Курода [46], например, выделили молибден из 3420 г очищенного уранилнитрата и нашли равновесное количество Mo^{99} с периодом 67 ч, равное 1 *отсчетов/мин* для их счетчика. Они рассчитали равновесную активность $1,26 \cdot 10^{-14}$ *кюри* Mo^{99} на 1 г U^{238} , что соответствует времени жизни для спонтанного деления U^{238} $(8,4 \pm 0,8) \cdot 10^{15}$ лет в предположении, что выход Mo^{99} составляет 6,2%. Ашизава и Курода [47] измерили количество некоторых изотопов иода в 1,5 кг хорошо очищенного урана и нашли следующие равновесные количества в единицах 10^{-4} *распад/сек* на 1 г U^{238} : $I^{131} - 0,3 \pm 0,1$; $I^{132} - 2,5 \pm 0,3$; $I^{133} - 1,0 \pm 0,2$; $I^{134} - 3,6 \pm 0,4$; $I^{135} - 3,5 \pm 0,4$. Курода и Эдвардс [48] измерили количество Ba^{140} в 4,5 кг уранилацетата и нашли $1,6 \cdot 10^{-14}$ *отсчетов в минуту* на 1 г U^{238} . Радиохимическое изучение подобного типа служит для проверки правильности величины интенсивности спонтанного деления, измеренного физическими способами. Данные недостаточно полны и, по-видимому, не пополняются настолько, чтобы провести тщательное исследование структуры кривой выходов при спонтанном делении U^{238} . Так, например, требуется тонна U^{238} ,

чтобы получить измеримую активность продуктов деления с выходом 0,01%.

Для более полного радиохимического изучения продуктов спонтанного деления удобно изучать изотопы тяжелых элементов с четными Z . Некоторые из таких элементов приведены в табл. 3.

Таблица 3
Изотопы для изучения спонтанного деления

Изотоп	Время жизни, лет	Число делений, в 1 мг в 1 мин
Sm^{242}	$7,2 \cdot 10^6$	$4,66 \cdot 10^5$
Cf^{252}	85,5	$3,7 \cdot 10^{10}$
Fm^{254}	0,60	$3,5 \cdot 10^{12}$

Штейнберг и Гленденин [49] изучили продукты деления в образце Sm^{242} весом 1 мг. Была разработана методика выделения продуктов деления на фоне α -распада Sm^{242} интенсивностью $7 \cdot 10^{12}$

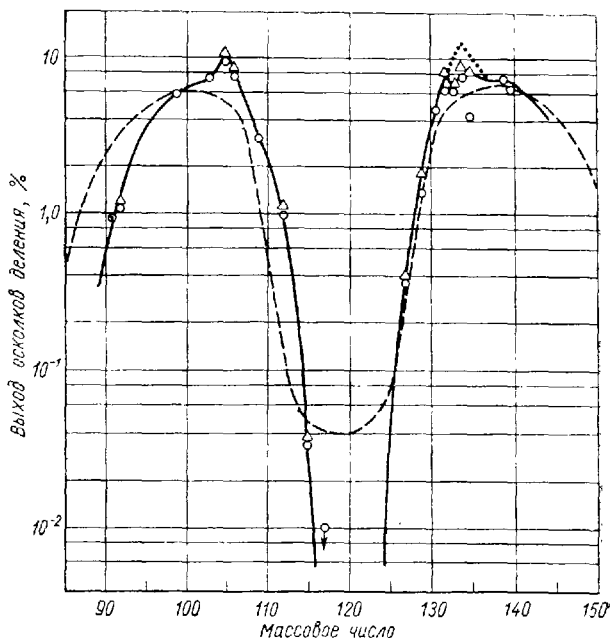


Рис. 6. Массовые кривые для спонтанного деления Sm^{242} (сплошная линия) и деления Pu^{239} нейтронами (пунктирная):

○ — наблюдаемые выходы; △ — рассчитанные полные выходы цепочек [49].

α -частица/мин. Определяли выходы 21 изотопа, этого было достаточно для выяснения основных особенностей массовой кривой. Ме-

тодика состояла в очистке образца Cm^{242} , выдержке в течение определенного периода времени, выделении и измерении продуктов деления количественными радиохимическими методами. Результаты, приведенные на рис. 6, показывают, что спонтанное деление Cm^{242} более асимметрично, чем деление U^{235} , U^{238} и Pu^{239} тепловыми нейтронами. Отношение «пик к впадине» больше и легкий и тяжелый пики выше и уже. Легкий пик сдвинут в направлении тяжелого.

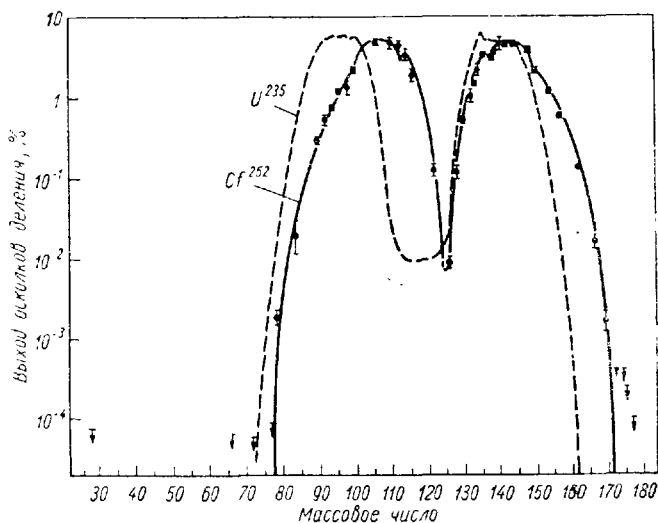


Рис. 7. Выходы при спонтанном делении Cf^{252} [52]: Точки — экспериментальные данные. Кривая симметрична относительно массы 124,1. Для сравнения приведена кривая выходов при делении U^{235} тепловыми нейтронами [52].

Эффект тонкой структуры для Cm^{242} вследствие влияния оболочки 82 нейтронов резко выражен в обоих пиках. Оценка дает величину избытка выхода в результате этого эффекта 7% над плавной кривой.

Гленденин и Штейнберг [50] исследовали также радиохимически некоторые продукты спонтанного деления Cf^{252} , используя источник $10\text{--}10^9$ г, обладающий активностью несколько тысяч спонтанных делений в минуту. Каннингхэм [51] также сделал вклад в эти исследования. Наиболее полное радиохимическое изучение Cf^{252} выполнили Нервик с сотрудниками [52]. Они использовали два источника: $1 \cdot 10^6$ и $2 \cdot 10^7$ делений/мин. Результаты представлены на рис. 7. Кривая выходов имеет максимумы величиной 6,05% с вершинами у масс 107 и 141 и шириной на 1/10 максимума около 27 единиц. Пики значительно уже, чем при делении U^{235} тепловыми нейтронами. Имеется очень узкая «впадина» с минимальной величиной $\leq 8 \cdot 10^{-3}\%$ у массы 124.

Вся кривая как целое симметрична относительно массы 124, тогда как каждый пик в отдельности несимметричен относительно собственного максимума, имеется сдвиг в сторону асимметричных типов деления. Небольшой пик тонкой структуры наблюдается у массы 113. Нет указаний на существование активностей, которые могли быть приписаны тройному делению; для выходов изотопов в области массовых чисел 28—72 установлен верхний предел $10^{-4}\%$.

Массовое распределение очень узкое, ширина пика на полувысоте составляет всего лишь 13 массовых единиц. Имеются указания на наличие тонкой структуры у масс 133 и 105.

4.6. ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ

Все исследования при низкой энергии показывают, что процесс деления идет преимущественно с разделением на два осколка плюс 2 или 3 нейтрона. Презент [53] показал, что модель жидкой капли не исключает возможности тройного деления на три осколка приблизительно равной массы. Доказательства тройного деления обнаруживались рядом методов, главным образом при наблюдении треков осколков деления в ядерных эмульсиях, обогащенных делящимся материалом, и в исследованиях с многопластинчатыми ионизационными камерами*. Результаты этих исследований могут быть суммированы в виде трех пунктов для случая деления U^{235} медленными нейтронами.

1. Наиболее ярко выраженным и твердо установленным типом тройного деления является испускание энергичных α -частиц вместе с двумя осколками обычного типа. Распространенность этого типа деления грубо равна $1/400$ обычного двойного деления. α -Частицы имеют распределение по энергии до 29 Мэв с широким пиком при 15 Мэв . Угловое распределение α -частиц обнаруживает сильный пик под углом на несколько градусов меньше 90° по отношению к направлению движения легкого осколка. Мы обсудим этот тип деления подробнее позже.

2. Типом тройного деления, связанным с типом 1, является испускание тритона с двумя тяжелыми осколками. Имеется ограниченное число данных относительно этого типа деления. В работе [54] было впервые получено доказательство существования трития в образце естественного или обогащенного урана после облучения нейтронами. Авторы оценили скорость образования трития в $1\text{—}2$ тритона на $10\,000$ делений. Слот с сотрудниками [54] подтвердили этот результат, они получили $(1,25 \pm 0,15) \cdot 10^4$ делений на атом трития. Ватсон [55] идентифицировал тритоны, испускаемые при спонтанном делении Cf^{252} с помощью «счетчика dE/dx ».

* Детальное обсуждение тройного деления дал Демерс в работе «Ионография; ядерные эмульсии» (Изд-во Монреальского ун-та, Оттава, 1958). Другой обзор опубликован в 1960 г. Н. А. Перфиловым, Ю. Ф. Романовым и З. И. Соловьевой [«Успехи физ. наук», 3, 542 (1962)].

Он нашел один тритон на 4500 ± 900 делений и измерил энергетический спектр с $E_T = 8$ Мэв и полушириной 7 Мэв.

3. Третий тип тройного деления — расщепление ядра на три или четыре осколка приблизительно равной массы. Верхний предел вероятности такого процесса для деления U^{235} медленными нейтронами — 1 событие на 100 000 двойных делений. Малая вероятность этого процесса накладывает тяжелые условия на его изучение.

При работе с ядерными эмульсиями помимо необходимости исследовать сотни тысяч событий имеется трудность различения тройных вилок тройного деления и тройных вилок за счет двойного деления плюс тяжелое ядро отдачи, возникающее приблизительно в точке деления. Если же тройное деление исследуется многопластинчатой ионизационной камерой, необходимо исключить случайные совпадения, производимые двойными делениями. Розен и Хадсон [56] особенно тщательно изучили метод совпадений и для U^{235} получили частоту тройных делений $(6,7 \pm 3,0)$ на 10^6 двойных делений.

Перфилов [57] указывает, что это измерение не включает событий, в которых асимметричное деление дает кинетическую энергию < 40 Мэв для одного из осколков.

После войны были проведены радиохимические исследования продуктов тройного деления [58], в которых один из осколков имел массу в интервале 35—60 единиц. Были исследованы изотопы серы, хлора, кальция, скандия и железа. Для верхнего предела числа делений, приводящих к их появлению, было получено значение $10^{-4}\%$. В 1961 г. Рой [59] установил верхний предел $4,2 \cdot 10^{-9}\%$ для выхода Mg^{28} и $2 \cdot 10^{-8}\%$ для Ni^{66} . В 1962 г. был получен [60] верхний предел $10^{-7}\%$ для выхода Cu^{67} .

Некоторые авторы [57, 61—63] нашли индивидуальные трехлучевые вилки в эмульсиях, загруженных естественным ураном или U^{235} . Общей чертой этих сообщений является то, что третий осколок имеет массу значительно меньшую, чем два других. Наиболее часто ее величина оценивается в 30 единиц.

В работе [64] исследовали деление Cf^{252} , введенного в ядерную эмульсию. Было найдено несколько событий тройного деления типа 3, оценка частоты дала одно тройное деление на 20 000 двойных. Истинная величина может быть в несколько раз больше. Однако тройное деление такого типа для Cf^{252} значительно более вероятно, чем при делении U^{235} нейтронами.

В работе [63] было сообщено о делении U^{235} на четыре приблизительно равных осколка с частотой одно событие на 3000 двойных делений, однако Титтертон [65] не подтвердил этот результат. Титтертон и Бринкли [66] сообщили предварительно о четвертом делении Cf^{252} с частотой один случай на 5000 делений, однако этот результат расходится с данными Нервика [52], приведенными на рис. 7.

В работе [67] три полупроводниковых детектора располагались под углом 120° друг к другу в плоскости источника U^{235} , помещен-

ного в пучок тепловых нейтронов. Событие регистрировалось, когда осколки деления проходили все три счетчика в течение $5 \cdot 10^{-9}$ сек. Измерялась энергия всех трех осколков. Был установлен нижний предел в 1,2 тройных делений на 10^6 двойных. Энергетическое и массовое распределения были шире, чем при обычном двойном делении.

4. Четвертый тип тройного деления состоит в испускании легких частиц с низким Z (1,2 или больше в некоторых случаях) и низкой энергией (~ 1 Мэв). Эти частицы отличаются по частоте их появления и энергии от энергичных α -частиц конкурирующего типа 1 [68—71]. В некоторых работах отмечается довольно высокая вероятность появления таких частиц (около 1%). Трудно, однако, отличить эти частицы от протонов и других ядер отдачи, производимых осколками деления при прохождении сквозь ядерную эмульсию или газ счетчика, и интерпретация этих данных является до некоторой степени открытым вопросом [72]. Предполагалось, что некоторые из этих легких осколков могут иметь заряд больше двух. Испускание легких осколков с зарядом бериллия, кажется, исключается радиохимическими экспериментами. Кук [73] установил верхний предел $10^{-5}\%$ для образования Be^7 при делении урана, а Рой [59] уменьшил этот предел до $3 \cdot 10^{-4}\%$. В работе [74] установлен верхний предел $4 \cdot 10^{-4}\%$ для образования Be^{10} с периодом 2,5 млн. лет. Мы не будем в дальнейшем рассматривать тройное деление типа 4.

Вернемся к тройному делению типа 1. Альверец [75] в 1943 г. первый наблюдал тройное деление на две тяжелых и одну легкую частицы, но об этом открытии было сообщено только после войны. Первой публикацией была работа Тзиена и сотрудников [76]. Обзор литературы до 1950 г. дан в работах [69, 77]. Превосходен более поздний обзор Демерса [78]. Характеристики пробегов и ионизации легких частиц те же, что для ионов гелия. Эксперименты этого типа суммированы в табл. 4. Имеется разброс результатов, превышающий экспериментальные ошибки. Помимо этого, однако, производит впечатление грубое постоянство частоты появления событий во всех приводимых случаях. Можно также отметить, что тройное деление несколько менее вероятно, когда деление производится быстрыми нейтронами.

Энергетическое распределение длиннопробежных α -частиц изучалось измерением их пробегов в ядерных эмульсиях [71, 80] ионизационными камерами [79, 82], полупроводниковыми счетчиками и методом магнитного анализа. В работе [64] исследовано энергетическое распределение длиннопробежных α -частиц при спонтанном делении Cf^{252} . Результаты, суммированные на рис. 8, обнаруживают пик при 19 Мэв, что несколько выше, чем для U^{235} . Ветсон [55] и Ноблз [79] получили значение пиковой энергии α -частиц спонтанного деления Cf^{252} 16 и 17 Мэв соответственно.

Угловое распределение α -частиц подтверждает предположение, что α -частицы образуются в области шейки ядра в момент разделения и отталкиваются кулоновским полем тяжелых осколков [81].

**Вероятность испускания длиннопробежных α -частиц при делении
нейтронами низкой энергии и спонтанном делении**

Автор	Ядро-мишень	Источники нейтронов	Частота тройного деления по отношению к двойному
Фулмер, Коэн	U ²³⁵	Тепловые нейтроны	1 : 310
Аллен, Дьюэн	U ²³³	» »	1 : 405 ± 30
Аллен, Дьюэн	U ²³⁵	» »	1 : 505 ± 50
Аллен, Дьюэн	Pu ²³⁹	» »	1 : 445 ± 35
Титтертон	U ²³⁵	» »	1 : 422 ± 50
Фаруэлл, Сегре, Виганд	U ²³⁵	Медленные нейтроны от циклотрона	1 : 250
Фаруэлл, Сегре, Виганд	Pu ²³⁹	То же	1 : 500
Грин, Ливен	U ²³⁵	»	1 : 300
Демерс	U ²³⁵	»	1 : 250
Маршалл	U ²³⁵	Тепловые нейтроны	1 : 230
Титтертон, Бринкли	Cf ²⁵²	Спонтанное деление	1 : 280
Магэ, Бауман, Томпсон	Cf ²⁵²	То же	1 : 415
Ветсон	Cf ²⁵²	»	1 : 345
Гендерс и др.	Cf ²⁵²	»	1 : 312
Гендерс и др.	Cm ²⁴²	»	1 : 978 ± 210
Гендерс и др.	Cm ²⁴⁴	»	1 : 273
Ноблз	U ²³⁵	Тепловые	1 : 449 ± 30
Ноблз	U ²³⁵	Нейтроны с энергией 1 Мэв	1 : 534 ± 35
Ноблз	U ²³³	Тепловые нейтроны	1 : 414 ± 26
Ноблз	Pu ²³⁹	То же	1 : 411 ± 26
Ноблз	Pu ²³⁹	Нейтроны с энергией 1 Мэв	1 : 403 ± 25
Ноблз	Pu ²⁴¹	Тепловые	1 : 440 ± 28
Ноблз	Pu ²⁴⁰	Спонтанное деление	1 : 314 ± 20
Ноблз	Pu ²⁴²	То же	1 : 365 ± 29
Ноблз	Cm ²⁴²	»	1 : 257 ± 17
Ноблз	Cm ²⁴⁴	»	1 : 314 ± 20
Ноблз	Cf ²⁵²	»	1 : 299 ± 18
Перфилов	Cm ²⁴²	»	1 : 302 ± 26

ЛИТЕРАТУРА К ТАБЛ. 4

- Fulmer C. B., Cohen B. C. Phys. Rev., **108**, 370 (1957).
 Allen K. W., Dewan J. T. Phys. Rev., **80**, 181 (1950).
 Titterton K. T., Goward F. K. Phys. Rev., **76**, 142 (1949).
 Titterton K. T. Nature, **168**, 590 (1951).
 Farwell G., Segrè E., Wiegand C. Phys. Rev., **71**, 327 (1947).
 Green L. L., Livesey D. L. Nature, **150**, 332 (1947).
 Demers P. Phys. Rev., **70**, 974 (1946).
 Marshall L. Phys. Rev., **75**, 1339 (1949).
 Muga L., Bowman H., Thompson S. G. Phys. Rev., **121**, 270 (1961).
 Watson J. C. Phys. Rev., **121**, 230 (1961).
 Titterton E. W., Brinkley T. A. Nature, **187**, 229 (1960).
 Henderson D. J., Diamond H., Braid T. H. Bull. Amer. Phys. Soc., **116**, 5, 418 (1961).
 Nobles R. A. Phys. Rev., **126**, 1508 (1962).
 Перфилов Н. А. и др. «Докл. АН СССР», **6**, 57 (1961).

Титтертон [71] исследовал огромное число актов деления U^{235} с помощью ядерных эмульсий и нашел сильный пик в угловом распределении под углом 82° к направлению легкого осколка. В работе [64] изучали спонтанное деление Cf^{252} , подобный пик обнаружен под углом 85° .

В некоторых работах [64, 82, 84—88] исследовались различия в энергетических распределениях осколков при тройном и двойном делениях. В качестве примера рассмотрим работу [88], в которой

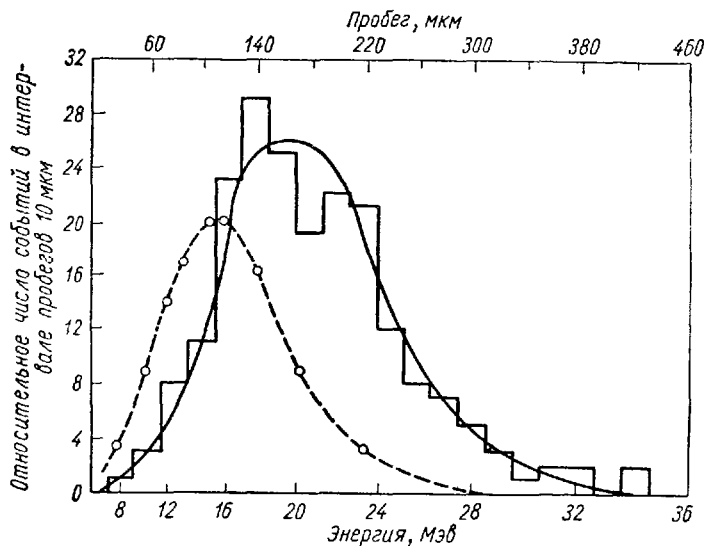


Рис. 8. Сравнение энергетического распределения длиннопробежных α -частиц при спонтанном делении Cf^{252} [64] и делении U^{235} медленными нейтронами [71]:
 — Cf^{252} ; --- $U^{235} + n$.

одновременно измерялась энергия двух тяжелых осколков и α -частицы тремя полупроводниковыми детекторами. Было получено также массовое распределение осколков U^{235} (суммированное по всем энергиям α -частиц), приведенное на рис. 9. Сравнение с массовой кривой для двойного деления показывает, что со стороны низких значений масс оба пика идентичны в пределах ошибок измерения. Со стороны высоких значений масс пики в случае тройного деления смещены вниз. Авторы приходят к выводу, что α -частицы испускаются в актах делений, близких к симметричным, «отнимая» нуклоны от легкого осколка, а для более асимметричных актов деления — от тяжелого. Можно отметить, что эти осколки испускают наибольшее число нейтронов при обычном двойном делении (см. разд. 7.3). Предполагается также сильное влияние оболочек 50 и 82 нейтронов. Средняя полная кинетическая энергия осколков, суммированная по всем актам деления, равна 155 Мэв, тогда как для двойного деле-

ния — 168 Мэв. Разница приблизительно равна средней энергии α -частицы.

Появление α -частиц с такой энергией и их угловое распределение могут быть качественно объяснены исходя из модели жидкой капли [89]. Это объяснение хорошо сформулировали Хилл и Уилер [90].

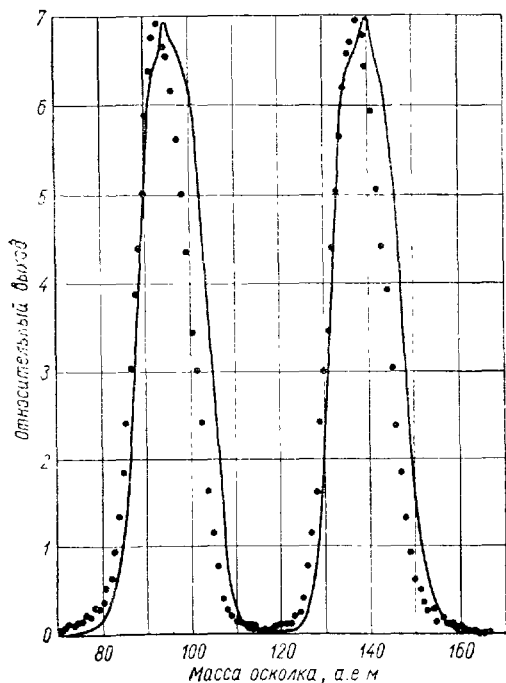


Рис. 9. Кривые относительных выходов для деления U^{235} тепловыми нейтронами [88].

Точки обозначают деление, сопровождающееся α -частицами. Сплошная кривая — обычное двойное деление. Данные получены с несколькими поверхностно-барьерными полупроводниковыми детекторами. α

но, количество ядерной материи, с которой они образуют связи. Такая α -частица в результате поднимается до точки несколько ниже вершины барьера вследствие изменения формы ядра к моменту разделения. α -Частица в таком положении будет иметь значительную вероятность пройти через барьер. Таким образом, разумно связать энергию наблюдаемой α -частицы с величиной электростатического потенциала в небольшом интервале между вновь образованными осколками деления. С этой точки зрения α -частицы будут испускаться в направлении, приблизительно перпендикулярном линии разделения с энергией около 20 Мэв. Неодинаковое отталкивание α -частицы легким и тяжелым осколком ответственно за некото-

Из классической гидродинамики хорошо известно, что разделение жидкой струи на капли приводит к образованию мелких капелек между крупными. Поэтому не удивительно, что при делении мы находим некоторую часть ядерного вещества между осколками деления. Необходимо различать α -частицы, протоны и нейтроны. Только α -частицы представляют близкую к насыщению ядерную материю и только они могут испускаться из начального ядра в невозбужденном состоянии. Но α -частицы в ядре лежат значительно ниже кулоновского барьера вследствие связи с соседними нуклонами. Напротив, α -частицы в области шейки находятся в точке максимума кулоновского потенциала и, кроме того, имеют вблизи меньшее, чем обычно,

рое отклонение от перпендикулярного направления. Подобные эффекты ожидаются для других легких частиц-осколков, за исключением того, что барьеры будут выше, а вероятность испускания ниже. Испускание протонов будет практически запрещено по сравнению с эмиссией α -частиц, так как связь частицы с ядерной материей даже в области шейки переводит ее энергию в область значительно ниже вершины кулоновского барьера. Наблюдаемые протоны интерпретируются скорее как протоны, возникающие в процессе столкновения осколков деления с веществом, в котором они движутся. Их энергетическое распределение согласуется с этой точкой зрения и противоречит ожидаемому в случае возникновения протонов в момент деления или испускания из осколков.

Другие авторы высказывали различные соображения о механизме образования α -частиц при делении [79, 81, 91, 92]. Халперн был особенно осторожен при объяснении этого механизма. Он показал, что требуется около 29 Мэв энергии, чтобы удалить α -частицу от одного из осколков и поместить ее между осколками. Это большая энергия (составляющая значительную долю возможной энергии возбуждения), и из наблюдаемого углового распределения совершенно ясно, что α -частица не возникает в результате испарения. Она образуется в области шейки делящегося ядра в момент разрыва посредством другого механизма. α -Частица остается позади, когда отростки разорванной шейки быстро втягиваются в осколки. Если граница ядерного потенциала на конце удаляющегося отростка движется со скоростью, большей, чем внутренняя скорость α -кластера, то α -частица может быть захвачена в область между осколками. Подобную модель для объяснения испускания нейтронов в момент разрыва при неадиабатическом изменении потенциала предложил Фуллер [93].

В этой качественной картине вылетающая α -частица получает энергию за счет энергии деформации зарождающихся осколков при разрыве. В разд. 7.3 приведено доказательство того, что число нейтронов, испускаемых при делении, также связано с энергией деформации. Это позволяет предположить, что вероятность деления, сопровождаемого вылетом α -частицы, тесно связана с вероятностью испускания нейтронов. Примером такой корреляции является то, что большинство α -частиц при тройном делении и нейтронов при двойном испускаются из самых тяжелых осколков.

Новая техника эксперимента позволит детально изучить тройное деление. Возможно, анализу этого явления будут посвящены многие работы, так как оно является уникальным инструментом для экспериментального изучения ядерной материи в чрезвычайных и необычных условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hahn, Strassmann. Naturwiss., 27, 11 (1939).
2. Hahn, Strassmann. Naturwiss., 27, 529 (1939).
3. Anderson, Fermi, Grosse. Phys. Rev., 59, 52 (1941).

4. Corvelli C. D., Sugarman N. Nat. Nucl. Energ. Ser., Division IV, Plutonium Project Record, Vol. 9 (N.Y., McCraw-Hill Book Co., 1951).
5. Grummitt W. E., Wilkinson G. Nature, **161**, 520 (1948).
6. Blomeke J. O. «Nuclear Properties of U^{235} Fission Products», Oak Ridge National Laboratory Report ORNL — 1783, Nov. 1955; Blomeke J. O., Todd M. F. ORNL — 2127, Aug. 1957.
7. Steinberg E. P., Glendenin L. E. Paper No. P/614. Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 7, United Nations, N. Y., 1956.
8. Katcoff S. Nucleonics, **18**, 201 (1960).
9. Thode H. G., McMullen C. C., Fritze K. In: Advances in Inorganic Chemistry and Radiochemistry. Vol. 2 (N. Y., Academic Press, Inc., 1960).
10. Walker W. H. Chalk River Laboratory Report CRRP, 913 (1960).
11. Fickel H. R., Tomlinson R. H. Canad. J. Phys., **37**, 916—936 (1959).
12. Farrar H., Tomlinson R. H. Nucl. Phys., **34**, 367 (1962); Farrar H., Fickel H. R., Tomlinson R. H. Canad. J. Phys., **40**, 1017 (1962).
13. Glendenin L. E. et al. (Неопубликованные работы) [7].
14. Swiatecki W. J. Phys. Rev., **100**, 936 (1955).
15. Thode H. G., Graham R. L. Canad. J. Research, **25A**, 1 (1947).
16. Macnamara, Collins, Thode. Phys. Rev., **78**, 129 (1950).
17. Wanless R. K., Thode H. G. Canad. J. Phys., **33**, 541 (1955).
18. Stanley C. W., Katcoff S. J. Chem. Phys., **17**, 653 (1949).
19. Glendenin L. E. Phys. Rev., **75**, 337 (1949).
20. Pappas A. C. Laboratory for Nuclear Science, M. I. T., Technical Report, No. 63 (September 1953).
21. Wiles D. R. Thesis, McMaster University, Hamilton, Ontario, Canada (September 1950).
22. Wiles, Smith, Horsley, Thode. Canad. J. Phys., **31**, 419 (1953).
23. Glendenin et al. Phys. Rev., **84**, 860 (1951).
24. Fleming, Tomlinson, Thode. Canad. J. Phys., **32**, 522 (1954).
25. Kaplan M., Coryell C. D. Phys. Rev., **124**, 1949 (1961).
26. Wiles D. R., Coryell C. D. Phys. Rev., **96**, 696 (1954).
27. См. [17] и [23].
28. Fleming W. H., Thode H. G. Phys. Rev., **92**, 378 (1953).
29. Wiles D. M., Petruska J. A., Tomlinson R. H. Canad. J. Chem., **34**, 227 (1956).
30. Fickel H. R. Ph. D. Thesis, McMaster University, Hamilton, Ontario (1959); Farrar H. Ph. D. Thesis, McMaster University, Hamilton, Ontario (1962).
31. Farrar H., Tomlinson R. H. Canad. J. Phys., **40**, 943 (1963).
32. Terrell J. Phys. Rev., **127**, 880 (1962).
33. Апалин В. Ф. и др. «Атомная энергия», **8**, 15 (1960).
34. Nasuhoglu et al. Phys. Rev., **108**, 1522 (1957).
35. Regier R. B., Burgus W. H., Tromp R. L. Phys. Rev., **113**, 1589 (1959).
36. Phys. Rev., **107**, 325 (1957).
37. Regier R. B. et al. Phys. Rev., **119**, 2017 (1960).
38. Roeland L. W., Bollinger L. M., Thomas G. E. Paper P/551, Proceedings of the Second U. N. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva (1958).
39. Cowan G. A. et al. Phys. Rev., **122**, 1286 (1961); **130**, 2380 (1963).
40. Khlopin, Gerling, Baronovskaya. Chem. Abs., **42**, 3664 (1948).
41. Macnamara J., Thode H. G. Phys. Rev., **80**, 471 (1950).

42. Wetherill G. W. Phys. Rev., **92**, 907 (1953).
43. Fleming W. H., Thode H. G. Phys. Rev., **92**, 378 (1953).
44. Levine C. A., Seaborg G. T. J. Amer. Chem. Soc., **73**, 3278 (1951).
45. Young B. G., Thode H. G. Canad. J. Phys., **38**, 1 (1960).
46. Parker P. L., Kuroda P. K. J. Chem. Phys., **25**, 1084 (1956); J. Inorg. Nucl. Chem., **5**, 153 (1958).
47. Ashizawa F. T., Kuroda P. K. J. Inorg. Nucl. Chem., **5**, 12 (1957); see also preliminary study by Kuroda, Edwards and Ashizawa. J. Chem. Phys., **25**, 603 (1956).
48. Kuroda P. K., Edwards R. R. J. Inorg. Nucl. Chem., **3**, 345 (1957).
49. Steinberg E. P., Glendenin L. E. Phys. Rev., **95**, 431 (1954).
50. Glendenin L. E., Steinberg E. P. J. Inorg. Nucl. Chem., **1**, 45 (1955).
51. Cunningham J. G. J. Inorg. Nucl. Chem., **4**, 1 (1957).
52. Nervik W. E. Phys. Rev., **119**, 1685 (1960).
53. Present R. D. Phys. Rev., **59**, 466 (1941).
54. Albenesius E. C. Phys. Rev. Lett., **3**, 274 (1959); Albenesius E. C., Ondrejcin R. S. Nucleonics, **18**, 100 (1960); Sloth et al. J. Inorg. Nucl. Chem., **24**, 337 (1962).
55. Watson J. C. Phys. Rev., **121**, 230 (1961); Wegner H. E. Bull. Amer. Phys. Soc., II, **6**, 307 (1961).
56. Rosen L., Hudson A. M. Phys. Rev., **78**, 533 (1960).
57. Перфилов Н. А. «Физика деления». Приложение № 1 к журналу «Атомная энергия», 1957.
58. Metcalf, Seiler, Steinberg, Winsberg in Book 1, of Radiochemical Studies: The Fission Products, National Nuclear Energy Series, ed. C. D. Coryell and N. Sugarman (N. Y., McGraw-Hill Book Company, Inc., 1951).
59. Roy J. C. Canad. J. Phys., **39**, 315 (1961).
60. Muenze R., Hladik O., Reinhard G. Kernenergie, **5**, 564 (1962).
61. Dutta S. P. Ind. J. Phys., **27**, 547 (1953).
62. Catala J., Casanova J., Domingo V. Nature, **184**, 1058 (1959).
63. Ho Z. W., Tsien S. T., Vigneron L., Chastel R. Compt. rend., **223**, 1119 (1946); **224**, 272 (1947); J. Phys. Rad., **8**, 165, 200 (1947).
64. Muga M. L., Bowman H. R., Thompson S. G. Phys. Rev., **121**, 270 (1961).
65. Titterton E. W. Nature, **170**, 794 (1952).
66. Titterton E. W., Brinkley T. A. Nature, **187**, 229 (1960).
67. Muga M. L. University of Florida, unpublished results, 1963.
68. Tsien, Ho, Chastel, Vigneron. J. Phys. Rad., **8**, 165, 200 (1947).
69. Allen K. W., Dewan J. T. Phys. Rev., **82**, 527 (1951).
70. Green L. L., Livesey D. L. Trans. Royal Soc. (London), **A241**, 323 (1948).
71. Titterton E. W. Nature, **168**, 590 (1951).
72. Demers P. p. 357, Ionographie; Les Emulsions Nucléaires (Ottawa: Montreal University Press, 1958).
73. Cook G. B. Nature, **169**, 622 (1952).
74. Flynn K. F., Glendenin L., Steinberg E. P. Phys. Rev., **101**, 1492 (1956).
75. Alvarez L. W. Phys. Rev., **71**, 327 (1947).
76. Tsien, Zah-wei Ho, Chamtel, Vigneron. Compt. rend., **223**, 986 (1946); **224**, 272 (1947); Phys. Rev., **71**, 382 (1947); J. Phys. Rad., **8**, 165 (1947).
77. Rosen L., Hudson A. M. Phys. Rev., **78**, 533 (1950).
78. Demers P. Ionographie; Les Emulsions Nucléaires (Ottawa: Montreal University Press, 1958), p. 353.

79. Nobles R. A. Phys. Rev., **126**, 1508 (1962).
80. Перфилов Н. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **44**, 1832 (1963); «Атомная энергия», **14**, 575 (1963).
81. Tsien San Tsiang. J. Phys. Rad., **9** 6 (1948).
82. Allen K. W., Dewan J. T. Phys. Rev., **80**, 181 (1950).
83. Fulmer C. B., Cohen B. L. Phys. Rev., **108**, 370 (1957).
84. Marshall L. Phys. Rev., **75**, 1339 (1949).
85. Дмитриев В. Н. и др. «Атомная энергия», **14**, 574 (1963); **15**, 6 (1963).
86. Мостовой В. И. и др. «Атомная энергия», **7**, 372 (1959).
87. Schröder I. G., Moore J. A., Deryuytter A. J. Bull. Amer. Phys. Soc., II, **7**, No. 4, 304 (1962).
88. Schmitt H. W., Neiler J. H., Walter F. J., Chetham-Strode A. Phys. Rev. Lett., **9**, 427 (1962).
89. Tsien S. T. Compt. rend., **224**, 1056 (1947).
90. Hill D. L., Wheeler J. A. Phys. Rev., **89**, 1102 (1953).
91. Ramanna R., Nair K. G., Kapoor S. S. Phys. Rev., **129**, 1356 (1963).
92. Halpern I. (Частное сообщение), 1964.
93. Fuller R. W. Phys. Rev., **126**, 684 (1962).

5

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ПРИ ДЕЛЕНИИ

В этой главе используется термин первичный продукт деления для обозначения изотопов, образованных после испускания мгновенных нейтронов, но до β -распада, и первичный осколок деления для обозначения изотопов до испускания мгновенных нейтронов. Термином продукт деления обозначим первичный продукт деления плюс любой изотоп, образовавшийся в результате β -распада первичного продукта.

Важная часть информации, которую желательно иметь о процессе деления, это разделение заряда между первичными осколками деления.

К сожалению, определение заряда осколков — трудная экспериментальная проблема и данные по этому вопросу ограничены. Причина трудности состоит в том, что первичные осколки настолько нестабильны по отношению к β -распаду, что большинство из них имеет очень короткое время жизни. Следовательно, ко времени, когда будет выполнено необходимое химическое разделение, первичные продукты полностью превратятся в различные элементы. Лишь для экранированных ядер [см. [5] гл. 4] их выходы являются независимыми, а не кумулятивными выходами цепочки. Экранированное ядро не может быть образовано в результате β -распада, так как изобарный изотоп следующего более низкого атомного номера устойчив. Известна другая группа изотопов, независимые выходы которых удастся измерить, изотопы, которые могут быть выделены химически за время короче времени жизни их β -активных предшественников.

Например, La^{140} образуется главным образом при распаде Ba^{140} с периодом распада 12,8 дня, но если La^{140} выделен в течение нескольких минут после окончания короткого цикла облучения урана нейтронами, то выделенная активность будет принадлежать в основном La^{140} — первичному продукту деления.

До того как разделение заряда стало объектом пристального изучения, выдвигалось много различных гипотез. Предполагали, что отношение числа нейтронов к числу протонов в легких и тяжелых осколках такое же, как и в делящемся ядре. Этот постулат неизменного распределения заряда привел бы к гораздо более длинным β -цепочкам в легких осколках, что не соответствует действительности. Можно было также предполагать, как сделали Вэй и Вигнер [1], что наиболее вероятное распределение заряда должно быть таким, чтобы осколки имели максимальную кинетическую энергию, а доля энергии, выделяющейся в форме радиоактивного распада, была минимальной.

Эта гипотеза приводит к более длинной β -цепочке для тяжелых осколков, что также противоречит фактам.

Презент [2] постулировал такое распределение заряда, которое дает минимум суммы ядерной потенциальной и кулоновской энергии. Это соответствует максимуму энергии возбуждения. Позже трактовка распределения заряда с этой точки зрения вновь обсуждалась Фонгом [21] гл. 2 и Святецким [3]. Вклад кулоновской энергии менее важен, чем ядерной потенциальной энергии. Расчеты последнего зависят от выбора выражения для масс ядер; в частности, особенно важен способ учета эффектов оболочек. Соответствующим выбором параметров можно достичь разумного согласия с экспериментальными данными. Уравнения, полученные на основе идеи минимума потенциальной энергии и максимума энергии возбуждения, являются наилучшим приближением теории распределения заряда при делении [4].

Однако в литературе данные о распределении заряда коррелированы только эмпирически. Вначале эмпирический подход был необходимым и целесообразным из-за отсутствия какой-либо ясной теоретической концепции. Этот подход остается полезным и сейчас, так как позволяет интерпретировать и предсказывать результаты более успешно, чем какая-либо теоретическая модель. Отметим, что обсуждаемые ниже корреляции строго эмпирические.

Проблему распределения заряда можно рассмотреть в двух аспектах: 1) определение наиболее вероятного способа разделения заряда для данного отношения масс; 2) функция распределения заряда относительно наиболее вероятного для продуктов деления с одинаковой массой.

Эмпирические факты о распределении заряда при делении медленными нейтронами удовлетворительно согласуются с гипотезой равного смещения заряда Гленденина и др. [5, 6]. В соответствии с этой гипотезой наиболее вероятные заряды какого-либо осколка и дополнительного к нему лежат на равном расстоянии (по числу

единиц заряда) от зарядов, соответствующих β -стабильным изотопам. Далее постулировано, что распределение заряда относительно наиболее вероятного является симметричной функцией одинаковой формы для всех массовых отношений и всех делящихся изотопов. Кривая эмпирического распределения заряда приведена на рис. 1.

Из гипотезы равного смещения зарядов* следует

$$Z_A - Z_p = Z_A^* - Z_p^*, \quad (1)$$

где Z_A, Z_A^* — наиболее устойчивые заряды цепей дополнительных продуктов деления; Z_p, Z_p^* — наиболее вероятные заряды первичных продуктов деления с массовыми числами A и A^* . Z_A и Z_p (Z_A^* и Z_p^*) не ограничены по «целости» и почти всегда нецелые числа. Сумма первичных зарядов Z_p и Z_p^* должна быть равна заряду делящегося ядра Z_f . Массы дополнительных продуктов деления A и A^* связаны соотношением

$$A + A^* = A_f - \nu, \quad (2)$$

где A_f — масса делящегося ядра; ν — среднее число нейтронов на деление.

Уравнение для наиболее вероятного заряда продукта деления с массой A имеет вид

$$Z_p = Z_A - 1/2 (Z_A + Z_A^* - Z_f). \quad (3)$$

В первоначальной трактовке [5] величины Z_A оценивались из массового уравнения Бора — Уилера [7]. Непрерывная функция Z_A сглаживает скачки массы при пересечении границ оболочек. Следовательно, для продуктов деления с числом протонов, близким к 50, и числом нейтронов, близким к 50 или 82, возможна заметная ошибка в оценке Z_A и Z_p . Чтобы избежать этого, Паппас [8] модифицировал метод оценки Z_A . Он основывает свои расчеты на трактовке β -стабильности [9]. В этой трактовке используются эмпирические линии

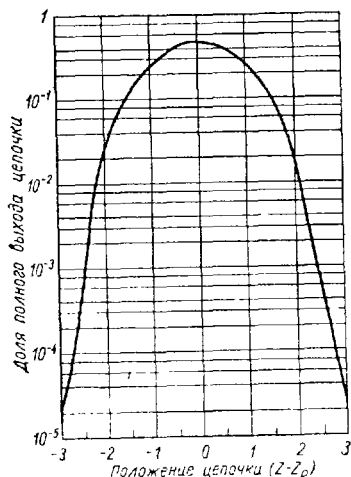


Рис. 1. Эмпирическая кривая распределения заряда, основанная на предположении Гленденина и др.

Кривая является кривой вероятности в форме гауссиана

$$P(Z) = \frac{1}{\sqrt{c\pi}} \exp \left[-\frac{(Z - Z_p)^2}{c} \right],$$

где c — эмпирическая константа $\sim 1,5$. Кривая нормирована на единицу с учетом того, что переменная $Z - Z_p$ принимает только целочисленные значения.

* В советской литературе употребляется также термин «гипотеза равных длин цепей распада». — Прим. перев.

Величины Z_A [8]

Оболочка	A	Z_A	$\delta Z_A / \delta A$
$Z < 50, N < 50$	70	31,2	0,384
	90	38,9	
$Z < 50, N > 50$	87	38,6	0,397
	120	51,7	
$Z > 50, N < 82$	116	49,0	0,350
	140	57,4	
$Z < 64, N > 82$	137	57,8	0,357
	158	65,3	
$Z > 64, N > 82$	155	63,6	0,370
	165	67,3	

Z_A , которые почти прямые для изотопов, число нуклонов которых лежит в пределах данной оболочки, но для различных областей оболочки используются разные линии Z_A и разрывы проявляются на границах оболочки. Поэтому расчетные кривые Z_p обнаруживают разрывы на границах оболочек и в точках, дополнительных к границам оболочек. В трактовке Паппаса основное внимание уделено осколкам в момент разрыва, до испускания мгновенных нейтронов; в этом отношении его подход также отличается от трактовки Гленденина и др. [5].

В табл. 1 приведены величины Z_A в области масс, представляющих интерес для деления и удобные для интерполяции величины $\delta Z_A / \delta A$. Для массовых чисел в окрестности оболочек имеется неопределенность в величине Z_A , используемой в уравнении (3). Это показано во втором столбце таблицы наличием массовых чисел от 87 до 90, от 116 до 120, от 137 до 140 и от 155 до 158 в двух группах оболочек. Для этих областей масс Штейнберг и Гленденин [10] предлагают использовать величины Z_A , усредненные по двум группам.

В предыдущем обсуждении «тонкой структуры» массовой кривой предполагалось, что некоторые изотопы при делении образуются с преимущественной вероятностью. Для анализа зарядового распределения «избыток» выходов таких изотопов считается аномальным и для расчета используется «нормальный» выход цепочки, т. е. без преимущественного выхода отдельных членов цепочки. Штейнберг и Гленденин [10] сравнили кривую распределения заряда, приведенную на рис. 1, с экспериментальными результатами и установили разумное согласие с гипотезой равного смещения заряда.

В 1956 г. Кеннет и Тодде [11] сообщили новые результаты, которые расходились с данными, приведенными на рис. 1, где указали на необходимость пересмотра распределения заряда.

Эти авторы использовали сверхчувствительный масс-спектрометрический метод для измерения выходов Xe^{128} и Xe^{130} относи-

тельно более тяжелого изотопа Xe^{131} , выход которого точно известен.

Количество Xe^{128} и Xe^{130} , определенное таким образом, можно использовать в качестве меры первичных выходов I^{128} и I^{130} , которые распадаются в устойчивые изотопы ксенона до анализа. Кеннет и Тоде получили выходы, примерно в 100 раз превышающие данные, приведенные на рис. 1.

Они пришли к выводу, что, хотя Паппас [8] был прав, учитывая оболочечные эффекты в Z_A , необходимо ввести поправки на оболочечные эффекты в Z_p . Кеннет и Тоде [11] предположили такое разделение заряда, при котором выделяется максимальная энергия. Для количественных предсказаний необходимы способы оценки масс изотопов, далеких от стабильности.

Они использовали массовую формулу Кумара и Престона [12], которая включает эффекты оболочек и члены, зависящие от спина. Расчеты Кеннета и Тоде [11], основанные на этом массовом уравнении, дали значение Z_p около 50 для масс 128—132, что отличается от величины Z_p , полученной Гленденином и др. [5] или Паппасом [8]. Первичные выходы I^{128} объясняются более удовлетворительно. Граммит и Милтон [13] также обсуждали гипотезу максимального выделения энергии.

Александр и Кориэлл [14] пришли к заключению, что применять метод Кеннета и Тоде [11] ко всей области масс пока не следует. Этот метод расчета Z_p приводит к большей длине цепочки для тяжелых осколков по сравнению с легкими. Они попытались исправить измеренные относительные выходы цепочек, используя Z_p , рассчитанное в соответствии с гипотезой максимального выделения энергии, и пришли к выводу, что разброс результатов хуже, чем для гипотезы равного смещения заряда.

Вскоре Уол [15] внес существенный вклад в проблему распределения заряда при делении. Он получил многочисленные данные, используя остроумный метод измерения первичных и кумулятивных выходов девяти короткоживущих изотопов криптона и ксенона. Продукты деления, вылетающие из тонкого образца U^{235} , захватывались слоем порошка стеарата бария, который обладает высокой эманулирующей способностью. Затем продукты деления перемещали в вакуум. Здесь инертные газы распадались, долгоживущие продукты их распада оседали на фильтре. Сравнивая активность продуктов на фильтре и в порошке стеарата бария, получаем относительные кумулятивные выходы инертных газов.

Уол [15] скомбинировал свои новые результаты со всеми прежними данными о независимых выходах. Из-за неопределенностей, связанных с расчетом Z_p , Уол решил определить эту величину эмпирически. Он предположил, что кривая, приведенная на рис. 2, правильна. Затем, когда относительные независимые выходы цепочек (плюс некоторые кумулятивные выходы) были нанесены на кривую распределения заряда, соответствующая величина Z_p определялась автоматически. Результаты приведены на рис. 2, легкие и

тяжелые осколки расположены так, что $Z_p = 92$ и $A = 233,5$ ($v = 2,5$).

Плавная непрерывная кривая проходит через все точки, за исключением точек, характеризующих массы 96 и 98. Особенность эмпирической кривой Z_p можно объяснить следующим образом.

1. В областях, где функции Z_A не подвержены влияниям границ оболочек, кривая Z_p приблизительно эквидистантна (для дополнительных массовых чисел) двум линиям Z_A , полученным в предположении равного смещения заряда. Приведенные линии Z_A предложены Кориэллом [9].

2. В областях, где функции Z_A испытывают разрывы при пересечении оболочек 50 или 82 нейтронов, кривая Z_p делает плавный непрерывный переход. Большие разрывы функции Z_p типа наблюдаемых Паппасом [8] отсутствуют.

3. Линия Z_p стремится приблизиться и остаться около оболочки 50 протонов [11]. Однако нет резко выраженной тенденции оставаться близкой к оболочкам 82 или 50 нейтронов, как предполагали.

В дальнейшем [16] были получены новые данные о непосредственных и кумулятивных выходах, которые существенны для анализа различных формулировок гипотезы равного смещения заряда. На основе полученных данных была построена кривая (рис. 3), которая подобна кривой, полученной Гленденином (см. рис. 2), но дает несколько лучшее согласие с данными, полученными до 1961 г.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 3, показывают степень согласия или расхождения. Величины Z_p определены из эмпирической кривой Уола [15, 16] (см. рис. 2).

Так как от правильности кривой распределения заряда зависит очень многое, важно проверить ее. Определяя независимые выходы

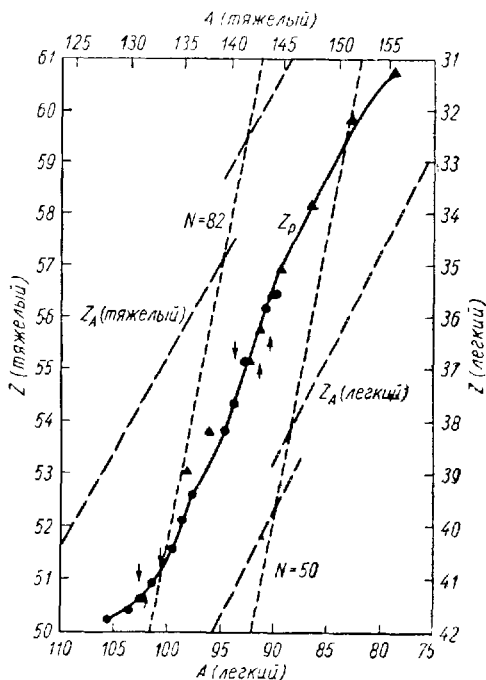


Рис. 2. Эмпирические Z_p -функции Уола для деления ^{235}U тепловыми нейтронами. Верхние пределы указаны стрелками. Линии Z_A предложены Кориэллом. Z_p -функции должны применяться к продуктам деления после эмиссии мгновенных нейтронов [5].

● — тяжелые продукты деления; ▲ — легкие продукты деления.

некоторых членов цепочки, Фергюсон [17] собрал данные о трех членах каждой цепочки с массой 91, 139, 140 и нашел, что данные для них согласуются со стандартной кривой. Возможно, что комбинация эмпирической кривой Уола [15] для Z_p и кривых, приведенных на рис. 3, будет удовлетворительной основой для согласия данных при делении медленными нейтронами и при спонтанном делении и для предсказания независимых выходов, которые не могут быть определены непосредственно. Следует отметить, что подход строго эмпирический. Механизм, управляющий разделением заряда, не объяснен какой-либо теорией деления. В работе [18] приведен обзор попыток трактовки распределения заряда до 1960 г. и подтверждена правильность подхода Уола. Милтон и Фрезер [19] предложили независимые доказательства справедливости кривой Уола для Z_p на основе анализа зависимости полной кинетической энергии, выделяемой при делении, от массового отношения (см. разд. 6.3).

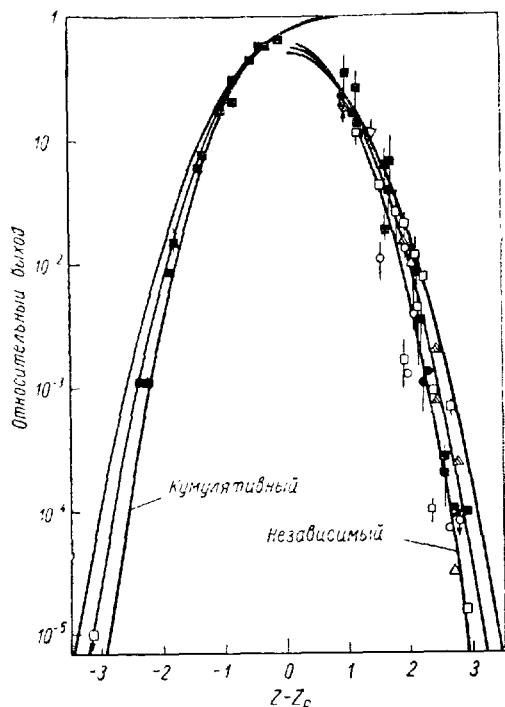


Рис. 3. Стандартное зарядовое распределение, построенное Уолом и др.

Центральная кривая близка к гауссиану

$$p(Z) = \frac{1}{\sqrt{c\pi}} \exp \left[-\frac{(Z-Z_p)^2}{c} \right],$$

где $c=0,94$. Этот гауссиан был определен из данных по относительным выходам для цепей распада с A , равным 91, 139—143, в которых величины выходов были получены для двух или более членов. Дополнительные экспериментальные данные нанесены для величины Z_p , определенных из эмпирической кривой, близкой к приведенной на рис. 2. Данные для деления U^{233} , U^{235} , Pu^{239} тепловыми нейтронами обозначены квадратами, кружками и треугольниками соответственно. Данные для спонтанного деления Sp^{242} и Cf^{252} показаны обращенными треугольниками и ромбами. Точки слева — кумулятивные выходы, справа — независимые. Кривая нормирована на единицу.

Эти данные, по-видимому, подтверждают гипотезу равного смещения заряда в формулировке Уола, если сделать необходимые изменения в компаунд-ядре*.

* Это справедливо также для независимых выходов при фотоделении U^{238} и Th^{232} тормозным излучением 23 Мэв. [Nucl. Phys., 44, 558 (1963)].

Возникает вопрос, сохраняются ли корреляции при делении нейтронами или заряженными частицами высоких энергий. Уол [20] измерил выходы при делении U^{235} нейтронами с энергией 14 Мэв и рассмотрел распределение заряда. Он показал, что величины $Z - Z_p$ можно взять теми же, что и для деления медленными нейтронами, если положить $\bar{v} = 5$, но он считает, что еще недостаточно доказательств того, что распределение заряда остается тем же. Форд [21] указал на близкое подобие распределений, используя данные для Br^{82} , I^{132} , I^{134} , Cs^{136} при делении U^{235} нейтронами с энергией 14 Мэв. Александер и Кориэлл [14] рассмотрели деление U^{238} и Th^{232} дейтронами с энергией 13,6 Мэв и быстрыми нейтронами (получаемыми при облучении бериллиевого образца на циклотроне и имеющими энергии до 19 Мэв). Используя независимые выходы пяти продуктов в каждом случае, они получили разумное согласие с гипотезой о равном смещении заряда и плохое согласие с предположением, что отношение числа нейтронов к числу протонов в продуктах деления то же, что и в делящемся ядре.

В работе [18] эти случаи рассматриваются как подтверждение правильности гипотезы равного смещения заряда и на этой основе формулирован способ сравнения $Z_p(A)$ при делении разных компаунд-ядер с различной энергией возбуждения. В этой трактовке важным предположением является то, что кривая распределения заряда вдоль любого ряда изобар, полученная для деления U^{235} тепловыми нейтронами, верна без изменения формы и для других делящихся ядер; с изменением компаунд-ядра и энергии возбуждения меняется только ее положение.

Авторы [18] получили выражение для расчета величины Z_p при любом A . Функция для Z_p при делении U^{235} тепловыми нейтронами используется как основная кривая. Сдвиг $\Delta Z_p(A)$ рассчитывается следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \Delta Z_p(A) &= Z_p(A) - Z_p(A) U^{235}, \\ \Delta Z_p(A) &= 1/2 (Z_c - 92) - 0,19 (A_c - 236) + 0,19 (v_T - 2,5), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где Z_c и A_c — атомный номер и массовое число компаунд-ядра, v_T — среднее число нейтронов на деление.

Полученное выражение основано на предположении, что число нейтронов увеличивается с энергией возбуждения согласно закону:

$$\frac{dv_T}{dE} = -0,12 \text{ Мэв}^{-1}. \quad (5)$$

Величины ΔZ_p из выражения (4) не зависят от A и их легко рассчитать для данного Z_c , A_c , E . При проверке этого метода расчета величин $Z_p(A)$ авторы работы [18] пришли к выводу, что она дает правильную корреляцию результатов для тяжелых ядер в области энергий возбуждения от 20 до 60 Мэв. Следовательно, этот метод можно использовать для оценки неизвестных независимых выходов.

Однако некоторые авторы получили независимые радиохимические выходы при делении заряженными частицами, которые вызывают сомнения в универсальности гипотезы равного смещения заряда.

Например, Гибсон [22], изучая такие случаи деления, как ($\text{Pu}^{239} + \text{дейтрон } 20 \text{ Мэв}$), ($\text{Np}^{237} + \text{дейтрон } 31 \text{ Мэв}$), ($\text{Np}^{237} + \text{ионы гелия } 46 \text{ Мэв}$), ($\text{U}^{233} + \text{дейтрон } 23 \text{ Мэв}$), показал, что опыт лучше согласуется с предположением о равенстве отношения числа нейтронов и протонов в наиболее вероятных первичных продуктах деления. Согласие с гипотезой равного смещения заряда оказалось плохим. Однако некоторые особенности распределения независимых выходов, полученных Гибсоном, привели его к заключению, что истинное распределение заряда может быть промежуточным между двумя гипотезами.

В работе [23] изучали независимые выходы некоторых изотопов при делении U^{235} и U^{238} ионами гелия с энергией 45,7 и 24 Мэв*. Как и Гибсон, они пришли к выводу, что истинное зарядовое распределение лежит между двумя постулатами и что гипотеза равного смещения заряда в ее обычной форме дает худшее согласие. Авторы [23] использовали различные рецепты для расчета параметров Z_p и Z_A . Они отметили также, что если отказаться от функций Z_A [9, 24], которые следуют всем разрывам в массовой кривой, обусловленным оболочками, и использовать плавную функцию Z_A , игнорирующую оболочечные эффекты, то можно, используя гипотезу равного смещения зарядов, получить превосходное соответствие экспериментальных данных об относительных выходах цепочек с плавной кривой. Это может означать, что деление на таком уровне возбуждения менее подвержено влиянию оболочек осколков, чем при низких возбуждениях.

Блан [3] исследовал продукты деления золота ионами углерода с энергией 110 Мэв. Он получил довольно плохое согласие с величинами Z_p , предсказываемыми на основе гипотезы равного смещения зарядов. Значительно лучшее согласие наблюдается с предположением Святецкого [3] о минимуме потенциальной энергии.

В случае деления, вызванного протонами или ионами гелия большой энергии ($>50 \text{ Мэв}$), труднее интерпретировать данные о независимых выходах в терминах корреляций, так как делящееся ядро и энергия возбуждения при этом неоднозначны, и продукты деления образуются от разных ядер, имеющих различные энергии возбуждения (см. часть II). В работе [25] рассмотрена эта проблема для случая деления тория протонами девяти различных энергий от 8 до 87 Мэв. Из работы [26] по делению висмута дейтронами с энергией 190 Мэв известно, что в этом случае гипотеза равного смещения заряда неприменима. Для таких делящихся систем выходы продуктов деления согласуются скорее с предположением о сохранении

* Подобная же работа была проведена Колби и Кобблом [Phys. Rev., 121, 1410 (1961)].

отношения нейтронов к протонам в осколках. В работе [27] обсуждается распределение заряда при делении урана и тория частицами с энергией несколько сот мегаэлектронвольт.

Метод исследования заряда первичных осколков, отличающийся от уже обсуждавшихся, использовался в работе [28]. Авторы этой работы наблюдали совпадения энергетического спектра рентгеновских лучей с осколками деления, регистрируя K -лучи кристаллом NaI и L -лучи пропорциональным счетчиком. Разрешение этого метода едва ли достаточно, но с улучшенной техникой этот метод может дать полную картину распределения заряда. На спектры рентгеновских лучей влияют следующие эффекты: внутренняя конверсия первичных γ -квантов; поправки на выход флуоресценции и число K - и L -вакансий, возникающих при образовании осколков. В дальнейшем необходимо их исследовать, так как они могут резко ограничить применимость метода. Радиохимический метод исследования распределения заряда при делении, по-видимому, больше непригоден. Будут найдены новые экспериментальные методы.

В работе [29] описан один из новых экспериментальных методов. Осколки деления U^{235} разделялись по массе на магнитном спектрометре, заполненном гелием при низком давлении. Число и энергию β -частиц, испускаемых разделенными осколками, исследовали в интервале от нескольких секунд до нескольких дней после деления. Разрешение по массе составляло ± 5 а. е. м. В результате обнаружили резкую зависимость числа β -частиц (длина цепи) от массы. Кривая имеет пилообразную структуру с аномально большим числом β -распадов для самых тяжелых легких и тяжелых осколков. Эта кривая расходится с гипотезой равных длин цепей для дополнительных осколков. Форма кривой весьма похожа на кривую вероятности эмиссии мгновенных нейтронов (см. рис. 7 гл. 7), обсуждаемую в разд. 7.3. Эти два эффекта конечно связаны, так как β -эмиссия и эмиссия нейтронов являются мерой энергии возбуждения осколков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Way K., Wigner E. P. Chicago Report CC-3032 (1945); см. также Phys. Rev., **73**, 1318 (1948).
2. Present R. D. Phys. Rev., **72**, 7 (1947).
3. Swiatkowski W. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-9190 (May 1960).
4. Halpern I. Ann. Rev. Nucl. Sci., **9**, 320-325 (1959).
5. Glendenin, Coryell, Edwards. Paper 52, In: «Radiochemical Studies: The Fission Products», C. D. Coryell and N. Sugarman, editors, Nat. Nucl. Energ. Ser., Plutonium Project Record (N.Y., McGraw-Hill Book Co., Inc., 1951).
6. Glendenin. Laboratory for Nuclear Science, Massachusetts Institute of Technology, Technical Report No. 35, December, 1949.
7. Bohr N., Wheeler J. A. Phys. Rev., **56**, 426 (1939).
8. Pappas A. C. Paper P/881, Proceedings of the U. N. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy 7, United Nations, Geneva, 1955.
9. Coryell et al. Phys. Rev., **85**, 732 (1952); Coryell C. D. Ann. Nev. Nucl. Sci., **2**, 305 (1953).

10. Steinberg E. P., Glendenin L. E. Paper P/614 in Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 7, August 1955, United Nations, Geneva, 1956.
11. Kennett T. J., Thode H. G. Phys. Rev., **103**, 323 (1956).
12. Kumar K., Preston M. A. Can. J. Phys., **33**, 298 (1955).
13. Grummitt W. E., Milton G. M. Chalk River Laboratory Report CRC-694, AECL-453 (1957).
14. Alexander J. M., Coryell C. D. Phys. Rev., **108**, 1274 (1957).
15. Wahl A. C. J. Inorg. Nucl. Chem., **6**, 263 (1958).
16. Wahl A. C. et al. Phys. Rev., **126**, 1112 (1962).
17. Ferguson R. L. Thesis, Washington University, January 1959.
18. Coryell et al. J. Chem., **39**, 646 (1961).
19. Milton J. C., Fraser J.—S. Can. J. Chem., **40**, 1626 (1962); **41**, 817 (1963).
20. Wahl A. C. Phys., Rev., **99**, 730 (1955).
21. Ford G. P. U. S. Atomic Energy Commission, Report AECD-3597 (не опубликовано).
22. Gibson W. M. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL—3493; Foreman B. M. Jr., Gibson W. M., Class R. A., Seaborg G. T. Phys. Rev., **116**, 382 (1959).
23. Chu Y. Y., Michel M. C. Univ. Calif. Rad. Lab. Report., UCRL—8926, Nov. 1959; Colby, Cobble. Phys. Rev., **121**, 1410 (1961).
24. Grummitt W. E., Milton G. M. J. Inorg. Nucl. Chem., **5**, 93 (1957).
25. Pate B. D. et al. Can. J. Chem., **36**, 1691 (1958); Pate B. D. Can. J. Chem., **36**, 1707 (1958).
26. Goeckermann R. N., Perlman I. Phys. Rev., **76**, 628 (1949).
27. Pappas A. C., Aistad J. J. Inorg. Nucl. Chem., **17**, 195 (1961); Aagaard P. et al. J. Inorg. Nucl. Chem., **5**, 105 (1957); Lavrukhina A. K., Krasavina L. D. Atom. Energ., **2**, 27 (1957); J. Nucl. Energy, **5**, 236 (1957); Friedlander G. et al. Phys. Rev., **129**, 1809 (1963); Davies J. H., Yaffe L. Can. J. Phys., **41**, 762 (1963).
28. Carter, Wagner, Wyman as reported by Leachman in Paper P/665, Proceedings of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, United Nations, 1958.
29. Armbruster P., Meister H. Z. für Physik., **170**, 274 (1962).

6

КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ОСКОЛКОВ

Вскоре после того как деление ядра было обнаружено радио-химическим способом Ханом и Штрассманом [1], Фриш [2] экспериментально установил, что во время деления выделяется значительная энергия. Он измерил величину импульсов в ионизационной камере, содержащей слой урана, который бомбардировали нейтронами. Несколько позднее Енчке и Пранкль [3] разделили ионизационные импульсы на две группы, которые соответствовали энергии осколков приблизительно 60 и 100 Мэв. Жолио [4], исследуя прохождение осколков деления через тонкие фольги, также пришел к заключению, что осколки обладают значительной кинетической энергией. Позднее основную массу информации о кинетической энергии осколков получили с помощью более совершенной экспериментальной техники.

Рассмотрим четыре типа экспериментов: 1) измерение выделяемой кинетической энергии осколков с помощью ионизационной камеры или полупроводникового детектора; 2) измерение скорости осколков по методу времени пролета; 3) изучение пробегов осколков в газах и фольгах; 4) калориметрические измерения полной реализуемой энергии.

6.1. ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ U^{235} , U^{233} И Pu^{239} МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Кинетическую энергию осколков деления можно определить измеряя общую ионизацию, производимую в газе, наполняющем ионизационную камеру. Осколки деления являются сильноионизирующими частицами с максимальным пробегом в воздухе (при нормальной температуре и давлении) около 2,5 см; поэтому в ионизационной камере даже небольших размеров нетрудно достичь полного торможения осколков. Собранный в камере ионизационный заряд с хорошей точностью пропорционален кинетической энергии осколков. Аппаратура состоит из ионизационной камеры, в которую помещают образцы из делящегося материала, облучаемые в потоке нейтронов (для изучения спонтанного деления нейтронный источник не требуется); системы электродов, в которой собранный заряд генерирует на емкости камеры импульс напряжения в несколько милливольт с амплитудой, пропорциональной энергии осколков; линейного импульсного усилителя, который усиливает эти импульсы вплоть до напряжения, необходимого для его регистрации: осциллографа, анализатора импульсов или какого-либо другого электронного устройства для определения относительного числа импульсов различной амплитуды. Если установлено соотношение между амплитудой импульсов и энергией осколков, то зависимость числа зарегистрированных событий от амплитуды импульсов и есть распределение осколков по энергии. Более подробно процесс ионизации и устройство ионизационных камер описаны в работах [5—11].

Если для изучения энергии осколков используют простую ионизационную камеру, то наблюдают только один осколок от каждого акта деления, так как другой останавливается в фольге, на которую нанесено делящееся вещество. Поскольку эти события совершенно случайны по отношению к тому, какой из двух осколков в каждом конкретном случае замедляется в газе ионизационной камеры, изучение импульсов в результате наблюдения большого числа актов деления приведет к двухгорбому распределению амплитуд, максимумы которого соответствуют легкому и тяжелому осколкам.

Более полную информацию можно получить, если оба осколка изучать одновременно в двойной ионизационной камере, в которой делящееся вещество нанесено на тонкую пленку — общий катод [12—14]. Этот метод впервые предложили Брантон и Хан [15] и Брантон и Томпсон [16]. Они создали двойную ионизационную камеру. Рассмотрим кратко ее конструкцию и принцип работы. Тон-

кий слой урана или плутония наносили на прозрачную для осколков подложку, смонтированную в центре камеры на общем катоде. Возникающие при делении в потоке медленных нейтронов осколки движутся в противоположных направлениях в обеих половинах камеры. Электроны, образованные ионизацией в смеси газов аргон + углекислый газ, собираются двумя анодами. Сетки Фриша экранируют собирающие электроды от зарядов и индуцируются медленно движущимися положительными ионами. Делящийся образец установлен на одной стороне коллиматора, состоящего из пластинки со многими отверстиями. Назначение коллиматора — исключить осколки, вылетающие под малыми углами к поверхности источника. Этим осколкам свойственны избыточные ионизационные потери из-за косоного прохождения через источник и потери электронов в результате влияния рассеянного электрического поля, которое обусловлено стенками камеры. Во время эксперимента принимали во внимание только совпадающие импульсы. Для определения их величины использовали амплитудные анализаторы. Схема управления анализатора состоит из обычного одноканального анализатора с шириной окна 5 Мэв, хотя работать с полным пропусканием импульсов также можно. Совпадающие импульсы от второй камеры поступали в 30-канальный анализатор.

Чтобы преобразовать амплитуду наблюдаемых импульсов в энергию, необходимо определить количество энергии, требующейся для образования одной пары ионов в газе камеры. Практически это осуществляется измерением импульсов от α -частиц известной энергии U^{233} , U^{235} , Pu^{239} в предположении, что число электронвольт на одну пару ионов в аргоне одинаково для осколков деления и для α -частиц. Как будет показано в дальнейшем, это предположение содержит заметную неточность.

Когда пропускание дискриминатора устанавливается так, чтобы проходили все импульсы, хорошо известное энергетическое распределение осколков напоминает распределение масс осколков, построенное по радиохимическим данным. Некоторые характеристики этих кривых приведены в табл. 1.

Результаты, полученные Брантоном и Хана [15] для U^{235} , приведены на рис. 1. Во время экспериментов окно одноканального анализатора систематически перемещали от низко энергетического склона левого пика через всю область наблюдающихся энергий осколков деления. Подобные кривые (не приведенные здесь) были получены также для U^{233} и Pu^{239} . Эти результаты весьма интересны и обнаруживают следующие различия в исследованных характеристиках указанных ядер.

1. Когда окно одноканального анализатора установлено в пределах одного из максимумов, энергетическое распределение совпадающих осколков почти не зависит от положения окна.

2. Парциальное распределение охватывает почти всю область полного спектра одной группы. Распределения не идентичны, причем наблюдается сдвиг: с увеличением энергии осколков, выделяе-

Сравнение распределений энергии осколков при делении медленными нейтронами U^{233} , U^{235} и Pu^{239} [15, 16]

Х а р а к т е р и с т и к а	U^{233}	U^{235}	Pu^{239}
Наиболее вероятная энергия легкого осколка, $Mэв$	93,0	94,5	94,6
Наиболее вероятная энергия тяжелого осколка, $Mэв$	56,6	60,2	65,2
Отношение наиболее вероятных энергий	1,64	1,57	1,45
Ширина на половине высоты пика легких осколков, $Mэв$	14	12	14
Ширина на половине высоты пика тяжелых осколков, $Mэв$	22	20	24
Ширина на половине высоты распределения полной энергии, $Mэв$	22	25	27
Отношение масс осколков для наиболее вероятной полной энергии	1,26	1,23	1,20
Полная энергия осколков для наиболее вероятного способа деления*, $Mэв$	149,6	154,7	159,8

* Эти величины не исправлены на ионизационный дефект.

мых одноканальным анализатором, энергия, соответствующая максимуму распределения совпадающих осколков, возрастает.

Или, другими словами: тяжелый осколок с энергией, меньшей средней энергии группы тяжелых осколков, находится в паре с легким осколком, энергия которого меньше средней энергии группы легких осколков. Картина в случае ее массового распределения совершенно иная. Так как общая масса сохраняется, тяжелый осколок с массой больше средней массы тяжелой группы может состоять в паре только с легким осколком, масса которого меньше средней массы легкой группы. Поэтому двухгорбая кривая энергетического распределения не является простой инверсией кривой массового распределения с двумя пиками, как впервые отметили Енчке и Пранклем [17] и подтвердили Брантон и Хан.

3. Особенно интересна кривая, представленная на рис. 1, которая показывает, что если интервал амплитуд управляющих импульсов выбрать в области центрального минимума, то распределение совпадающих импульсов содержит не один пик со средней энергией, соответствующей минимуму, как можно было бы ожидать, а является двухгорбой кривой с максимумами в районе пиков суммарного распределения. Если бы распределение энергии осколков можно было описать с помощью простой инверсии кривой выхода масс, этот эксперимент должен был бы привести к одиночному максимуму или, может быть, к двум небольшим сильно перекрывающимся максимумам в области энергий, соответствующих выделенному интервалу управляющих импульсов.

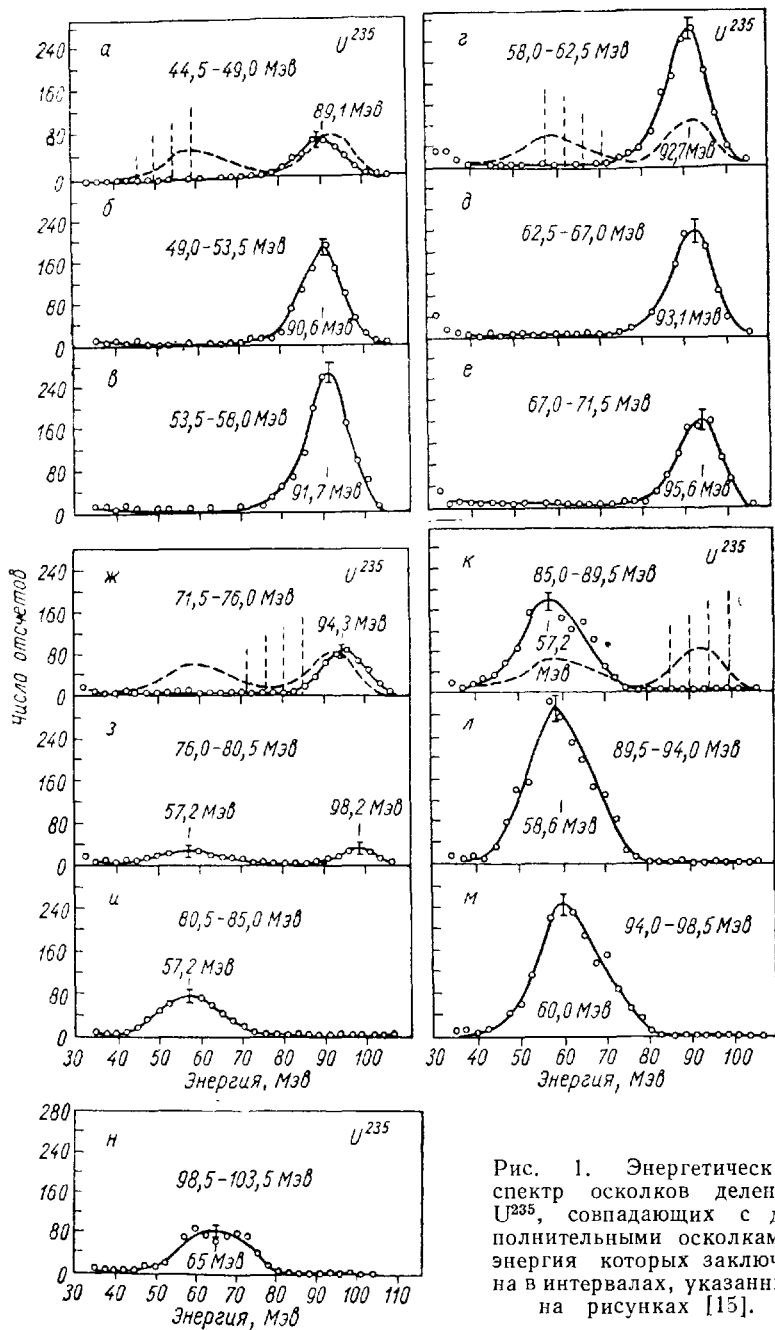


Рис. 1. Энергетический спектр осколков деления U^{235} , совпадающих с дополнительными осколками, энергия которых заключена в интервалах, указанных на рисунках [15].

4. Используя тот факт, что отношение энергий осколков есть обратная величина — отношения их масс ($E_L M_L = E_H M_H$, где M и E обозначают массу и энергию, а индексы L и H — легкие и тяжелые осколки соответственно), можно подсчитать наиболее вероятное отношение масс.

5. Исследовали широкий диапазон изменения реализующейся кинетической энергии осколков. Максимальное изменение энергии при фиксированном отношении масс составляет приблизительно 50 Мэв. Эта величина примерно соответствует диапазону изменения

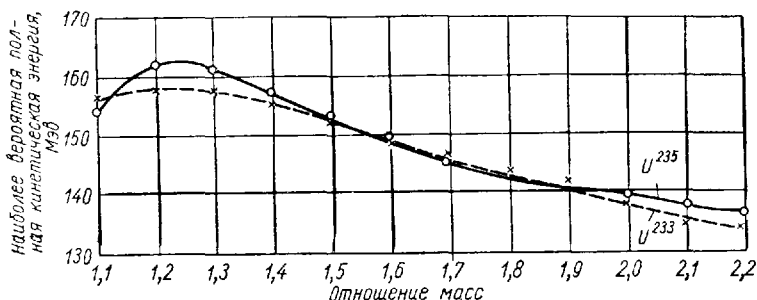


Рис. 2. Зависимость наиболее вероятной кинетической энергии от отношения масс осколков. Данные не исправлены на ионизационный дефект [15].

энергии в суммарном распределении. Ширина распределения на половине высоты, по-видимому, близка к 20 Мэв. Отсюда можно сделать вывод, что для получения распределения полной кинетической энергии или массы осколков необходимо измерить энергию или скорость пары осколков из одного акта деления. Наблюдения энергии или скорости только одиночных осколков даже при большой точности измерения недостаточно, чтобы дать эту информацию.

6. Зависимость наиболее вероятной полной кинетической энергии от отношения масс осколков показана на рис. 2. Интересно то, что полная кинетическая энергия не меняется с изменением отношения масс осколков. Максимум выделяемой кинетической энергии осколков находится не при отношении 1,0, а в интервале от 1,2 до 1,3. Наличие максимума на кривой кинетической энергии осколков отмечали также Катков, Мискеле и Стенли [18] при анализе пробегов осколков деления. Это полностью подтверждено во всех измерениях энергии или скорости осколков, выполненных позднее.

Совокупность результатов измерений с помощью двойной ионизационной камеры и методики совпадений можно представить в виде контурной диаграммы (рис. 3). Было зарегистрировано около 2000 событий. Массы M_L и M_H , скорости V_L и V_H и общая кинетическая энергия E_k определены в каждой точке диаграммы на основании закона сохранения момента с точностью до неопределенности, обусловленной изменением выхода нейтронов и аппаратурной дисперсией.

С помощью этой диаграммы можно получить информацию о распределениях вероятности в процессе деления.

Значения кинетической энергии, приведенные в работах [15, 16], не согласуются в пределах экспериментальных ошибок с величинами, полученными калориметрическим измерением или измерением скорости осколков (см. ниже). Из-за этого расхождения необходимо пересмотреть предположения, на которых основан метод калибровки. Наиболее существенным является предположение,

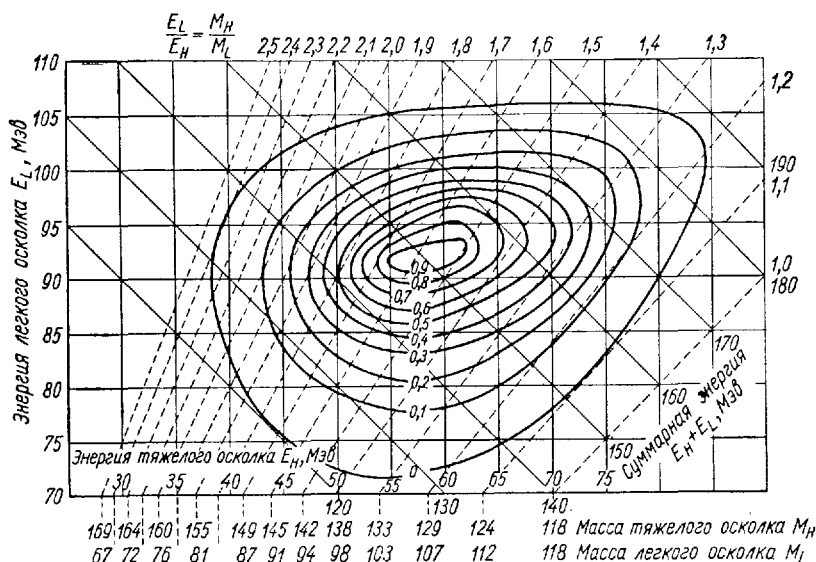


Рис. 3. Контурная диаграмма способов деления U^{235} [15].

Энергии легкого и тяжелого осколков отложены по осям прямоугольной системы координат. Полная кинетическая энергия и отношение масс осколков отложены в косоугольной системе координат. Контурные воспроизводят относительную вероятность способов деления. Энергии на этом рисунке не исправлены на ионизационные потери.

что осколки деления и α -частицы тратят одинаковую среднюю энергию на образование пары ионов. Следовательно, можно использовать α -частицы известной энергии для калибровки камеры. Нипп и Линг [19] отмечают, что медленные тяжелые частицы теряют энергию преимущественно в результате атомных столкновений, так что ионизация вторичными тяжелыми частицами вносит значительный вклад в суммарный эффект ионизации, возникающей при торможении первичных медленных тяжелых частиц в газе. Если ионизационная эффективность вторичных тяжелых частиц низка, как у аргона, то общая эффективность образования пары ионов значительно уменьшается для низких энергий первоначальных частиц. Уменьшение ионизации по сравнению с тем, что ожидалось из отношения энергии к величине ионизации ω_α , основанного на данных

об α -частицах, указывает на наличие ионизационного дефекта. Вследствие ионизационного дефекта осколки деления расходуют в среднем больше энергии на образование пары ионов в газе счетчика. Кроме того, отношение энергия — ионизация тяжелых и легких осколков ω_H и ω_L соответственно несколько различно.

Личмен [20—22] анализировал данные, полученные с помощью ионизационной камеры, чтобы определить, чем вызваны эти различия. Он обнаружил, что для приведения в соответствие кривой выхода масс осколков, полученной с помощью ионизационной камеры, с радиохимическими данными необходимо предположить дисперсию ионизации около 8 Мэв на осколок (ширина на половине высоты), характеризующую разрешение в измерении энергии осколков деления. Далее, Личмен принимал, что для наиболее вероятных способов деления ионизационный дефект составляет 6—7 Мэв. Существование дефекта подтвердил также анализ, который заключался в преобразовании распределения энергии, полученного Брантоном и Хана [14], к распределению скоростей и в сравнении последних с наблюдаемым распределением скоростей одиночных осколков. Сдвиг энергий относительно данных Брантона и Хана вычислен из уравнения

$$\frac{\Delta E_i}{E_i} = \frac{\Delta m_i}{m_i} + \frac{2\Delta V_i}{V_i}, \quad (1)$$

где i — индекс, различающий легкий и тяжелый осколки, а E , m и V — энергия, масса и скорость осколков соответственно. Результаты этих расчетов показали, что ионизационный дефект составляет 5,7 и 6,5 Мэв для легкого и тяжелого осколков деления U^{235} соответственно (при наполнении камеры смесью аргона с несколькими процентами CO_2). Если ω_α — отношение энергия — ионизация для α -частиц, то из этих данных можно получить соответствующие отношения для осколков $\omega_L = 1,06\omega_\alpha$, $\omega_H = 1,11\omega_\alpha$. При добавлении суммарного дефекта ионизации $\Delta E_L + \Delta E_H = 5,7 + 6,5 = 12,2$ Мэв к полученной при измерениях величине средней кинетической энергии осколков деления U^{235} — 154,7 Мэв величина 166,9 Мэв превосходно согласуется с калориметрическими данными $167,1 \pm 1,6$ Мэв и результатами измерений скорости осколков — 167,1 Мэв. Следует отметить, что результаты измерений, выполненных с помощью калориметрической и ионизационной камер, есть кинетическая энергия осколков, реализующихся после испускания мгновенных нейтронов, в то время как обычно принимается, что информация о скорости дает кинетическую энергию осколков перед эмиссией нейтронов. Разница составляет приблизительно 2 Мэв для U^{235} и немного выше для Sf^{252} и других делящихся ядер с высоким значением $\bar{\nu}$ (см. работы Террелла [23]). Стейн [24] измерил скорость осколков и полностью подтвердил выводы Личмена. На рис. 4 приведены распределения одиночных осколков, пересчитанные из распределений скорости Стейном, и данные, полученные с двойной ионизационной камерой Брантоном, Хана [15] и Бран-

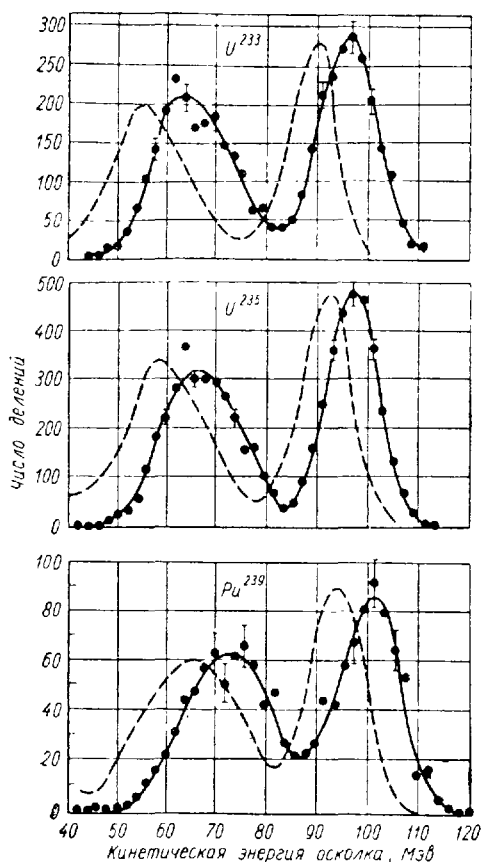


Рис. 4. Распределение энергии одиночных осколков деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} .

— данные Стейна [24] о скорости осколков в распределении энергии; — — — перенормированные данные экспериментов Брантона и Хана [15] и Брантона и Томпсона [16], использовавших двойную ионизационную камеру.

кают некоторые проблемы калибровки энергетической характеристики таких счетчиков из-за небольшого ионизационного дефекта или дефекта амплитуды импульса. Обсуждение устройства и рабочих характеристик полупроводниковых счетчиков выходит за пределы данной книги. Более подробно эти вопросы рассмотрены в работе [27].

В работе [28] на примере изучения осколков деления U^{235} показано, насколько удобен и перспективен спектрометрический детектор, состоящий из пары полупроводниковых счетчиков. Полупроводниковые счетчики можно использовать при изучении спонтанного деления и деления заряженными частицами (см. следующие главы).

тоном и Томпсоном [16]. Сдвиг кривых, описывающих эти данные, показывает, что существует ионизационный дефект.

Шмитт и Личмен [22] изучили зависимость ионизации от энергии для осколков деления в некоторых газах, а Гервиг и Миллер [23] измерили относительный ионизационный выход для осколков деления в различных газах.

Позднее для изучения кинетической энергии осколков, реализующейся в процессе деления, были разработаны и использованы другие типы спектрометрических детекторов. Полупроводниковые счетчики оказались более перспективными для изучения энергии осколков деления [26]. Два таких детектора, помещенных с двух сторон образца из делящегося вещества, можно использовать для измерения. Полупроводниковые детекторы имеют превосходное энергетическое разрешение и, как правило, облегчают постановку многих экспериментов. Правда, возни-

6.2. ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ

Распределение кинетической энергии осколков при спонтанном делении естественного урана и Pu^{240} измеряли с помощью ионизационной камеры. Ранние работы [29, 30] имеют предварительные оценочные исследования. Эти эксперименты трудны из-за низкой вероятности спонтанного деления. Pu^{240} имеет скорость спонтанного деления $1,6 \cdot 10^6 \text{ (г} \cdot \text{ч)}^{-1}$, соответствующая величина для U^{238} много меньше — около $25 \text{ (г} \cdot \text{ч)}^{-1}$. В работе [31] измерено энергетическое распределение осколков для Pu^{240} двойной ионизационной камерой.

У четно-четных изотопов с высоким Z время жизни по отношению к спонтанному делению значительно меньше. Это позволяет детально изучить энергетическое распределение осколков деления. Хан с соавторами [33] описали некоторые предварительные измерения для Sm^{242} , проводимые с одинарной ионизационной камерой. В работе [34] приведены результаты, полученные при делении ядра Sm^{242} с помощью двойной ионизационной камеры, подобной экспериментальному устройству Брантона и Хана [15]. Основные характеристики энергетического распределения спонтанного деления Sm^{242} приведены в табл. 2.

Смит и др. [35, 38] использовали двойную камеру при изучении спонтанного деления Sm^{244} , Pu^{240} , Pu^{252} , Cf^{252} , Fm^{254} . Эти авторы также измерили распределения энергии осколков при делении Th^{229} и Pu^{241} нейтронами. Брандт и др. [39] для исследования энергетических распределений осколков спонтанного деления Sm^{248} , Cf^{254} , Es^{253} , Fm^{254} использовали полупроводниковые счетчики. Наибольший интерес вызвал изотоп Cf^{252} , почти идеальный объект для обсуждаемых исследований. У него период спонтанного деления составляет всего 82 года и отношение периодов α -распада и спонтанного деления — только 30. В 1 мкг Cf^{252} происходит $4 \cdot 10^7$ актов спонтанного деления за 1 мин, так что самую благоприятную интенсивность событий для быстрого получения информации обеспечивает очень тонкий источник. При регистрации осколков деления естественный фон частиц может быть легко отдискриминирован. Кроме Смита, Филдса и Фридмана [36] для исследования спонтанного деления Cf^{252} ионизационную камеру применяли Бауман и Томпсон [40], а также Хикс с соавторами [41]. Спонтанное деление этого ядра было тщательно изучено и с помощью метода времени пролета. Контурная диаграмма, открывающая распределение осколков спонтанного деления Cf^{252} по массам и энергиям, во всех отношениях подобна приведенной на рис. 1, который демонстрирует аналогичные распределения при делении U^{235} медленными нейтронами. Все комментарии, сделанные ранее к рис. 1, применимы и в этом случае. В частности, можно еще раз отметить, что, если энергетический интервал управляющих импульсов выбран в минимуме между двумя пиками, энергетическое распределение совпадающих

Данные о свойствах осколков Sp^{242} при делении тепловыми нейтронами и при спонтанном делении

Изотоп	Z^2/A	Энергия легкого осколка, Мэв	Энергия тяжелого осколка, Мэв	Полная энергия осколков, Мэв	M_1/M_2 из измерений энергий	Первичная масса тяжелого осколка	Первичная масса легкого осколка	Литера- тура
$\text{Th}^{229} + n$	35,22	100	60	160 ± 3	1,57	—	—	[1]
$\text{U}^{233} + n$	36,17	—	—	$167,0 \pm 1,7^*$	1,49	139,62	94,38	[2]
$\text{U}^{236} + n$	35,86	—	—	$167,68 \pm 1,7^*$	1,46	140,1	95,93	[2]
$\text{Pu}^{239} + n$	36,82	—	—	$174,41 \pm 1,7^*$	1,39	139,8	100,23	[2]
$\text{Pu}^{241} + n$	36,51	101	73	174 ± 3	1,38	140	102	[2]
Pu^{242} S. F.	36,51	101	73	174 ± 3	1,38	140	102	[2]
Cm^{242} S. F.	38,08	110,8	85,9	196,7	1,29	138	104	[5]
Cm^{244}	37,77	105,5	80	185,5	1,32	139	105	[3]
Cm^{248}	37,16	100,0	76,5	176,5	1,31	140,7	107,3	[6]
Cf^{246}	39,04	110,8	84,8	195,6	1,31	—	—	[4]
Cf^{248}	38,73	107	82	189	1,31	—	—	[4]
Cf^{250}	38,42	103,5	79,0	183	1,32	142	108	[6]
Cf^{252}	38,11	105,7*	80,0*	185,7*	1,334	143,6	108,4	[7]
Cf^{252}	38,11	102,2	78,2	180,4	1,31	142,9	109,1	[6]
Cf^{254}	37,81	102,1	79,5	182	1,29	143	111	[6]
Es^{253}	38,74	103,4	81,6	185	1,27	141,7	111,3	[6]
Fm^{254}	39,37	104,0	81,7	186	1,28	142,5	111,5	[6]

Примечание. Все данные получены с помощью ионизационных камер или полупроводниковых счетчиков, исключая работы [2] и [7], в которых использована методика времени пролета. Эти значения энергии относятся к осколкам перед испусканием нейтронов. Все значения наиболее вероятные, исключая данные, полученные методом времени пролета.

1. Смит и др. *Phys. Rev.*, **111**, 1633 (1958).
2. Милтон, Фрезер. *Can. J. Phys.*, **40**, 1626 (1962); **41**, 817 (1963).
3. Смит и др. Материалы Женевской конференции (1959), доклад P/690.
4. Смит и др. *Phys. Rev.*, **106**, 779 (1957); UCRL—959 (1950).
5. Брандт и др. *Phys. Rev.*, **131**, 2617 (1963).
6. Фридман и др. Там же, стр. 1203.
7. Ветстон и др. Там же, стр. 1232.

осколков не имеет пика при той же энергии, а является двугорбым распределением, очень похожим на суммарное.

Энергетическое распределение осколков можно преобразовать в распределение отношений их масс на основании приближенного равенства:

$$\frac{M_L}{M_H} = \frac{E_H}{E_L}. \quad (2)$$

Результаты этого преобразования сравниваются с данными по радиохимическим выходам Нервика [42] на рис. 5. Данные, полученные

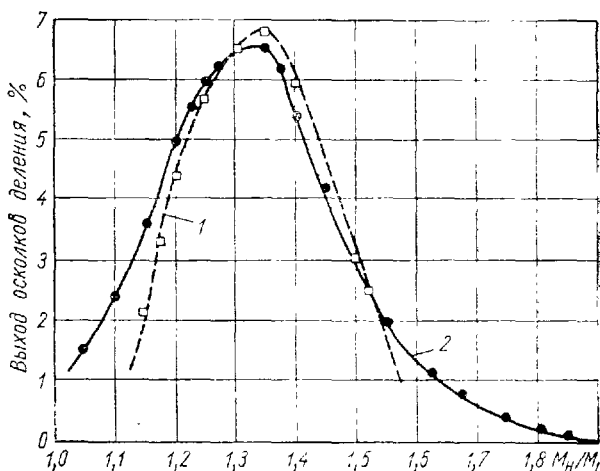


Рис. 5. Распределение вероятности способов деления Cf^{252} с отношением масс осколков M_H/M_L согласно радиохимическим (кривая 1) и ионизационным (кривая 2) измерениям [40].

с помощью ионизационной камеры, дают наиболее вероятное отношение масс осколков 1,33, сравнимое с величиной 1,34, которая получена радиохимическим анализом. Эти данные превосходно согласуются с измерениями по методу времени пролета, описываемыми в разд. 6.3 (последние имеют более высокую точность). Представляют интерес некоторые результаты сравнения данных о энергии осколков для различных делящихся ядер, полученных методом совпадений (см. табл. 2). Следует отметить, что основные характеристики процесса деления очень близки для всех рассмотренных делящихся ядер. Общая энергия осколков — медленно возрастающая функция параметра деления Z^2/A . Масса наиболее вероятных тяжелых осколков остается постоянной — около 140, исключая тяжелейшие ядра Cf^{252} и Fm^{254} . Соответственно этому масса наиболее вероятных легких осколков систематически растет с увеличением массы делящихся ядер, исключая указанные выше ядра.

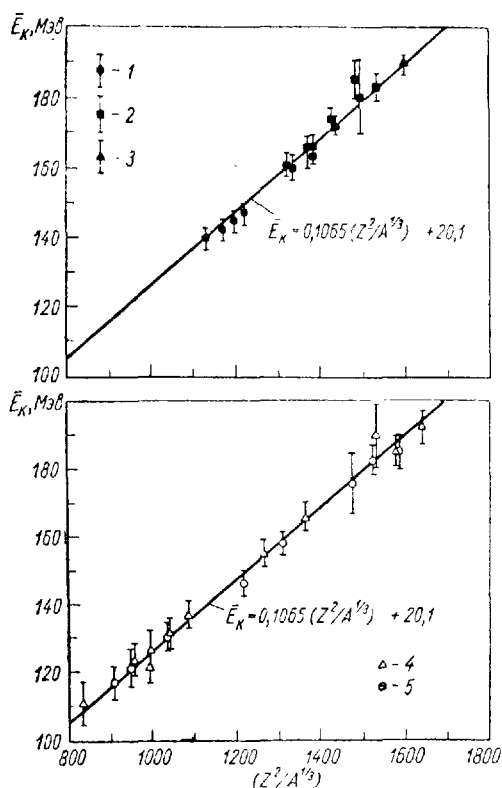


Рис. 6. Зависимость средней полной кинетической энергии E_K осколков (перед испусканием нейтронов) от параметра делящегося ядра $Z^2/A^{1/3}$. Прямая линия проведена по методу наименьших квадратов:

1 — неопубликованные данные Бритта о делении ядер ионами He^3 с энергией 25 Мэв; 2 — данные о спонтанном делении и делении под действием нейтронов [23]; 3 — неопубликованные данные Брандта о спонтанном делении Fm^{254} ; 4, 5 — данные о вынужденном делении ряда ядер ионами O^{16} и C^{12} соответственно [49].

более сложного типа и учитывать влияние оболочечной структуры на деформируемость образующихся осколков. Более того, в области ядер, представленных на рис. 6, процесс деления превращается из преимущественно симметричного в преимущественно асимметричный процесс. Эти вопросы обсуждали в работах [45—49].

Двойную ионизационную камеру как детектор отдельных способов деления можно использовать и в сочетании с другими детекторами для изучения самых различных свойств процесса деления (см. следующие главы).

На рис. 6 показана корреляция общей кинетической энергии с параметром $Z^2/A^{1/3}$. Возникновение такой корреляции ожидали исходя из общих соображений [23, 43, 44]. Кинетическая энергия определяется энергией кулоновского отталкивания двух осколков в точке разрыва. Если представить осколки в виде двух соприкасающихся сфер с радиусами $r = r_0 A^{1/3}$ и предположить, что заряд разделяется между осколками в таком же отношении, как масса, окончательная кинетическая энергия осколков пропорциональна $Z^2/r_0 A^{1/3}$. Если деление происходит асимметрично, то кинетическую энергию осколков представим в виде

$$\bar{E}_K = \text{const} \frac{Z_L Z_H}{A_L^{1/3} + A_H^{1/3}}. \quad (3)$$

Конечно, предположение о конфигурации делящегося ядра в момент разрыва в виде соприкасающихся сфер очень грубое. Необходимо рассматривать вероятность деформации сфероидального или

6.3. ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ МЕТОДОМ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Личмен [50] впервые применил метод времени пролета для определения скорости и энергии осколков деления. Метод измерения скорости по величине времени пролета осколком определен-

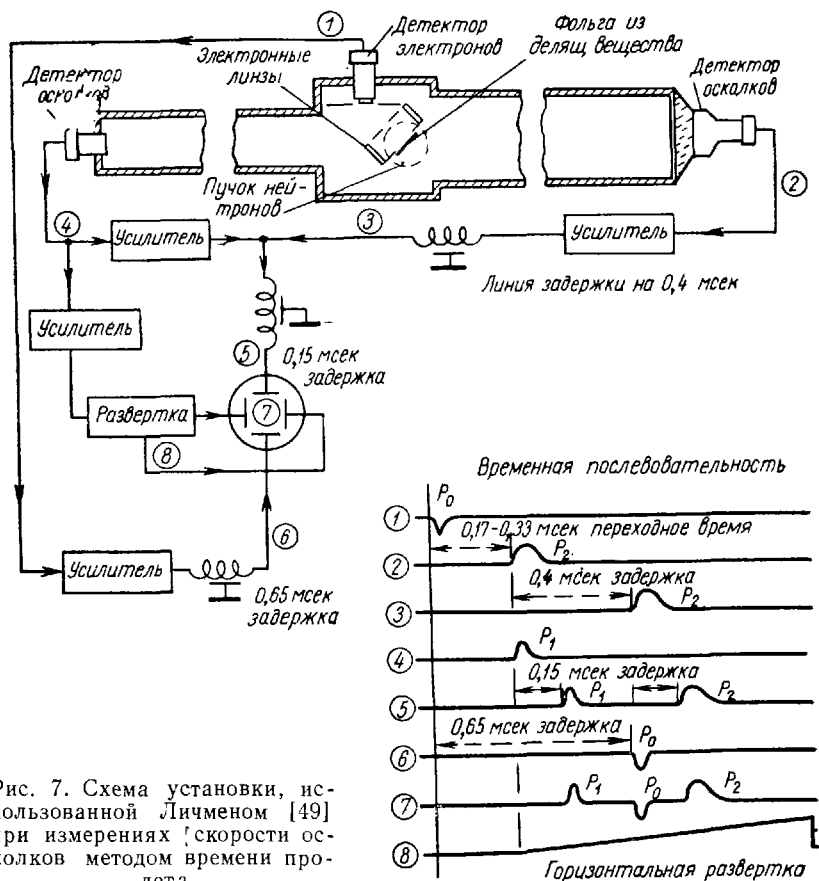


Рис. 7. Схема установки, использованной Личменом [49] при измерениях скорости осколков методом времени пролета.

Схематическое изображение последовательности событий во времени иллюстрирует, как более редкие импульсы P_1 от осколков, прошедших через всю пролетную базу, используются для запуска развертки осциллографа, а импульсы P_0 от дополнительных осколков задерживаются на максимальное время пролета и, наконец, смесь импульсов P_1 и P_0 задерживается для воспроизведения на экране осциллографа.

ного расстояния — так называемой пролетной базы в виде вакуумированной трубы — схематически показан на рис. 7. Начало отсчета времени задается импульсом P_0 от осколка деления, который проходит небольшое расстояние, около 1 см, от источника делений до ближайшего антраценового сцинтилляционного детектора. Время пролета дополнительным осколком расстояния 343 см определяет

момент появления импульса P_1 в отдаленном детекторе. Измерения производили с пучком тепловых нейтронов. Для уменьшения загрузки записывающего устройства изображение импульсов на осциллографической трубке записывали с помощью импульсов P_1 , частота поступления которых значительно ниже, чем P_0 . Анализ фотографий таких разверток позволяет получить распределение времени пролета. Во время эксперимента получили импульсы со временем нарастания около 10^{-8} сек, довольно короткие по сравнению со временем пролета осколками базы 343 см ($0,2 \div 0,5$ мсек).

Личмен [50] измерил распределения скорости осколков при делении U^{233} , U^{235} и Pu^{239} медленными нейтронами и сравнил их с данными распределения энергии осколков, полученными с помощью ионизационных камер [15, 16]. Экспериментальные данные, полученные с помощью метода времени пролета, точнее и надежнее благодаря более высокому разрешению этого метода и отсутствию ионизационного дефекта, который присущ измерениям с ионизационной камерой. Техника времени пролета позволяет (с разумной пролетной базой) измерять энергию с разрешением, примерно вдвое лучшим по сравнению с полученным с ионизационной камерой. Поскольку методом времени пролета можно определить отношение масс осколков из отношения скоростей лучше, чем из отношения энергий, дисперсия измерений отношения масс осколков этим методом несколько меньше, чем половина дисперсий при измерениях с помощью ионизационной камеры. Принципиальное ограничение точности метода времени пролета связано с эффектом отдачи при испускании нейтронов.

Личмен и Шмитт [51] измерили распределение скоростей осколков деления U^{235} , замедленных при прохождении через алюминиевые и никелевые поглотители, и обнаружили в этом распределение. Однако тонкая структура не наблюдалась в случае незамедленных осколков, а также отсутствовала в распределениях скоростей осколков деления U^{233} и Pu^{239} .

Ценность метода времени пролета значительно возросла, когда стали одновременно измерять скорости обоих осколков с помощью установки, содержащей две пролетные базы [52—54]. Принцип измерений в последнем случае подобен тому, который используется в методике ионизационной камеры. Тонкий слой делящегося вещества, нанесенный на фольгу, располагают в центре двойной пролетной трубки. Скорости двух осколков, принадлежащих к одному акту деления, измеряли [52] методом времени пролета базы протяженностью 269 см. Время пролета легких осколков составляет около 180 нсек, разрешающее время 5 нсек, соответствующее ему разрешение по массам — 2—3 а. е. м. Эксперимент проводили на пучке тепловых нейтронов. Эту установку можно также использовать для изучения спонтанного деления.

Трудность подобных экспериментов заключается в установлении начала отсчета времени, совпадающего с моментом разделения, так как ни один из осколков не может быть непосредственно использо-

ван для запуска регистрирующей аппаратуры. Для этой цели были использованы электроны, испускаемые в большом числе (от 50 до 100) из тонкой подложки при прохождении через нее осколков. Эти электроны ускоряются до достаточно высокой энергии и с помощью электростатических линз фокусируются на пластический фосфор, смонтированный на фотоумножителе. Схема регистрации этих так называемых δ -электронов [55] вызывает стартовый импульс P_0 , который отмечает момент деления с временным разрешением $5 \cdot 10^{-9}$ сек. Осколки деления детектируются сцинтилляционными кристаллами диаметром 5 и 20 см, смонтированными вместе с фотоумножителями на противоположных концах пролетной трубы. Детектор большего диаметра корректирует неколлинеарность, обусловленную нейтронной эмиссией и рассеянием осколков в источнике.

Некоторые данные Стейна [52] о делении U^{233} , U^{235} и Pu^{239} медленными нейтронами приведены на рис. 4. В работе [52] Стейн приводит экспериментальные данные в виде контурных диаграмм, с помощью которых можно сделать более детальные заключения о характеристиках процесса деления.

Милтон и Фрезер [45] повторили эксперимент Стейна для U^{233} , U^{235} и Pu^{239} с улучшенным разрешением, которое было достигнуто благодаря усовершенствованию экспериментальной аппаратуры и использованию более высоких нейтронов. Техника и результаты экспериментов Милтона и Фрезера заслуживают специального обсуждения. В опыте Стейна осколки регистрировались сцинтиллирующими кристаллами, а стартовый сигнал вырабатывался детектором электронов. Милтон и Фрезер [45] заменили сцинтилляционный счетчик осколков детектором вторичных электронов, принцип работы которого аналогичен индикатору старт-сигналов. Осколки деления, пройдя через пролетную трубу, попадают на тонкую пленку из сцинтиллирующего пластика диаметром 10 сек. На эту пленку подается потенциал — 15 кв. Вторичные электроны, испускаемые пленкой, фокусируются системой электростатических линз на небольшую поверхность в центре пластического фосфора, смонтированного на колбе фотоумножителя. Этот фосфор защищен экраном от прямого пучка осколков. Данная детектирующая система обладает более высоким временным разрешением и обеспечивает более надежную дискриминацию от фона побочных излучений.

На рис. 8 приведена кривая выхода масс, которая была получена обработкой результатов измерений скорости обоих осколков. Кривая выхода масс относится к осколкам перед эмиссией нейтронов. Результаты радиохимических и масс-спектрометрических измерений выхода осколков приведены на этом же рисунке. Как и следовало ожидать, кривая, описывающая результаты радиохимических измерений, смещена в сторону меньших масс из-за эмиссии осколками нейтронов. Кроме того, наблюдается поразительная разница в характере тонкой структуры у двух кривых, природа которой еще не объяснена. Из того факта, что имеет место преобла-

дание выхода определенных «мгновенных» масс осколков, можно заключить, что отдельные способы расщепления массы ядра становятся предпочтительными благодаря чему-то очень важному,

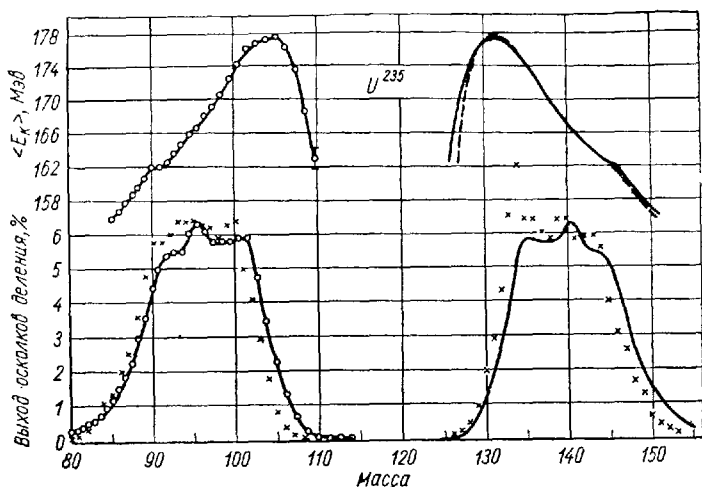


Рис. 8. Кривая выхода мгновенных масс осколков, вычисленная из результатов измерений скорости двух парных осколков деления U^{235} [45].

Данные, полученные радиохимическими и масс-спектрометрическими методами, для сравнения показаны крестиками. В верхней части рисунка изображено распределение кинетической энергии. Пунктиром показано распределение, в которое внесена поправка.

происходящему при реакции деления. Отметим также, что это явление, связанное с проявлением нуклонных оболочек, существенно усложняется эффектом испускания нейтронов.

Некоторые средние величины приведены в табл. 3. Эти данные характеризуют некоторые средние распределения и не дают полной информации, которую удастся получить измерением скоростей осколков методом совпадения. Эту информацию изображают в наиболее наглядной форме контурными диаграммами или двухмерным распределением вероятности $P(V_L, V_H)$. Такие распределения вероятности можно получить для двух экспериментально измеряемых величин V_L и V_H и для любой другой пары величин — их комбинации. Для многих случаев наиболее полезной парой переменных является масса осколков (M_L или M_H) и общая кинетическая энергия E_k . Результаты измерений в виде таких контурных кривых $P(M_L, E_T)$ приведены на рис. 9.

Эффект, выражающийся в «дрожании» кривых, выходит за пределы статистических ошибок измерений и указывает на существование тонкой структуры в выделяемой энергии. Это явление связано с тонкой структурой в кривой выхода мгновенных масс осколков и проявляется более отчетливо, чем выше общая кинетическая

Средние характеристики процесса деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239}
медленными нейтронами [45]

Характеристика	U^{233}	U^{235}	Pu^{239}
$E_{полн}$, Мэв	$167,02 \pm 1,7$	$167,68 \pm 1,7$	$174,41 \pm 1,7$
$\sigma_{E_{полн}}$	11,2	11,4	12,2
E_H , Мэв	$67,5 \pm 0,7$	$68,2 \pm 0,7$	$72,9 \pm 0,7$
σ_{E_H}	7,3	7,5	8,2
E_L , Мэв	$99,6 \pm 1,0$	$99,4 \pm 1,0$	$101,5 \pm 1,0$
σ_{E_L}	6,2	6,0	6,4
V_L , см/нсек	$1,428 \pm 0,010$	$1,415 \pm 0,010$	$1,398 \pm 0,010$
σ_{V_L}	0,068	0,062	0,068
V_H , см/нсек	$0,967 \pm 0,007$	$0,970 \pm 0,007$	$1,005 \pm 0,007$
σ_{V_H}	0,070	0,071	0,076
M_L	$94,38 \pm 0,15$	$95,93 \pm 0,15$	$100,23 \pm 0,15$
M_H	$139,62 \pm 0,15$	$140,07 \pm 0,15$	$139,77 \pm 0,15$
σ_M	5,85	5,77	6,36

энергия осколков, т. е. чем меньше энергия возбуждения. Действительно, тонкая структура оказывается фактором, определяющим способность к делению благодаря ограничениям в количестве доступной энергии. Это соображение можно проверить расчетами, основанными на современных формулах для масс ядер. Общая выделяемая энергия как функция расщепления ядра на четно-четные продукты деления имеет тонкую структуру, чрезвычайно похожую на тонкую структуру распределения экспериментальной кинетической энергии.

Милтон и Фрезер [45] предположили, что, когда происходит деление при низкой общей энергии возбуждения, возникают предпосылки для предпочтительного отбора четно-четных состояний осколков деления, и это весьма существенно для понимания природы тонкой структуры (см. работу [56]). Гибсон и др. [57] для одновременных измерений энергии обоих осколков при делении U^{235} тепловыми нейтронами использовали полупроводниковые детекторы. На рис. 10 видна отчетливо выраженная структура, если энергия легкого осколка постоянна, а кинетическая энергия совпадающих тяжелых осколков изменяется. Если энергия легкого осколка меньше 100 Мэв, то тонкая структура отсутствует, когда выделяются акты деления с наиболее высокой общей кинетической энергией, которая соответствует конечным осколком с наиболее низкой энергией возбуждения, структура проявляется отчетливо. На рис. 7 (верхняя часть) средняя общая кинетическая энергия пред-

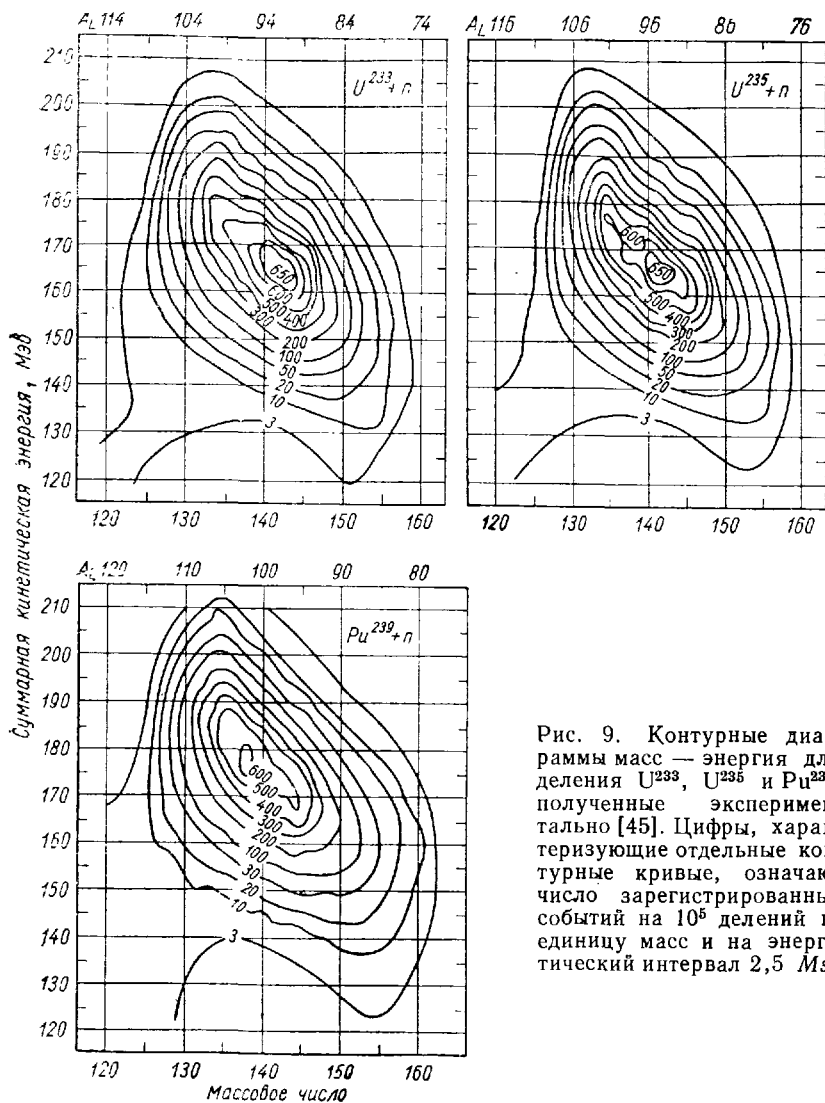


Рис. 9. Контурные диаграммы масс — энергия для деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} , полученные экспериментально [45]. Цифры, характеризующие отдельные контурные кривые, означают число зарегистрированных событий на 10^5 делений на единицу масс и на энергетический интервал 2,5 Мэв.

ставлена в зависимости от массы осколков. Статистические ошибки измерений Милтона и Фрезера для редких событий в области симметричных типов разделения достаточно низки, чтобы сделать заключение о реальности спада выделяемой кинетической энергии. Аналогичные результаты наблюдали при делении U^{233} и Pu^{239} .

Возникает вопрос, как коррелирует спад кинетической энергии с массами продуктов деления, рассчитанными с помощью современных массовых формул. В качестве первого приближения при исследовании такой корреляции Милтон и Фрезер [45] рассмотрели

вычисленную по формуле масс Камерона [58] максимально возможную энергию, выделяемую при делении на осколки данной массы, и отождествили ее со средней реализующейся энергией. Прежде чем сравнить вычисленную таким образом среднюю реализующуюся

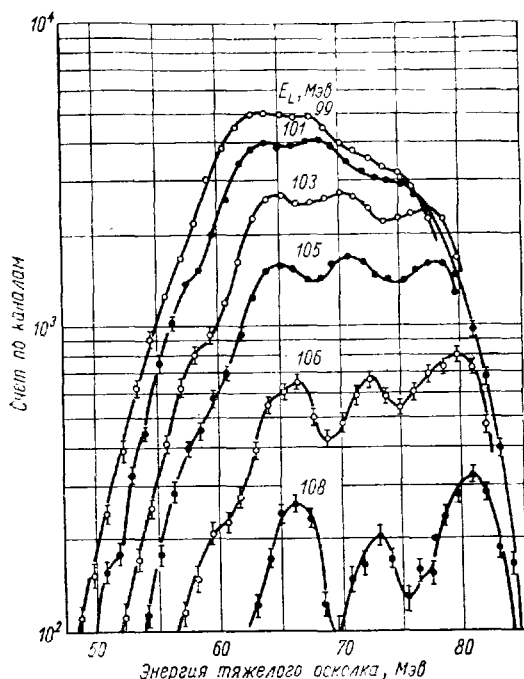


Рис. 10. Зависимость энергии тяжелых осколков при делении медленными нейтронами от энергии E_L совпадающего легкого осколка [57].

энергию с экспериментальной общей энергией осколков, необходимо учесть энергию, освобождающуюся в виде γ -излучения, кинетическую энергию и энергию связи нейтронов. Уравнение, описывающее баланс энергии, можно записать в виде

$$E_k = E_f - \nu(E_{Bn} + E_{Kn}) - E_\gamma, \quad (4)$$

где ν — число испускаемых нейтронов деления; E_{Bn} и E_{Kn} — энергия связи и кинетическая энергия нейтронов; E_γ — энергия γ -квантов. E_{Kn} и E_γ не зависят от изменения массового числа, и в качестве разумной их величины можно принять 1,2 и 7,5 Мэв соответственно. Наибольшая неопределенность анализа зависит от выбора ν массы осколков. Экспериментальные данные о ν и эмпирический подход к описанию этой зависимости рассмотрены в разд. 7.3. Уста-

новлено, что ν сильно зависит от массы осколков. Милтон и Фрезер, основываясь на анализе Террелла [59] (см., напримр, рис. 7 гл. 7), пришли к заключению, что ν зависит от массы осколков больше, чем от нуклонного состава делящегося ядра. Учет вариации ν с массой осколка производился ими согласно универсальной кривой Террелла, применявшейся ко всем делящимся ядрам. Это предположение использовали, чтобы оценить E_k из формулы (4) при каждом

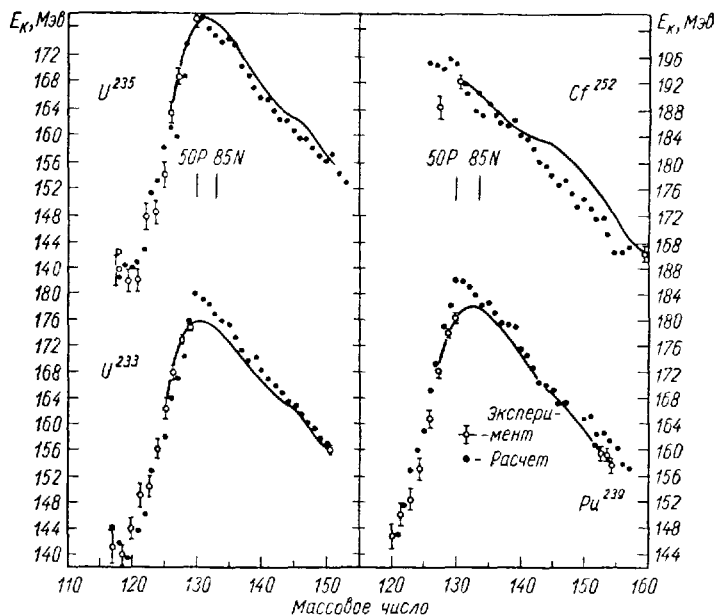


Рис. 11. Зависимость средней полной кинетической энергии осколков от массы тяжелого осколка при делении U^{233} , U^{235} и Pu^{239} .

● — результаты расчетов [45], выполненные с использованием формулы масс Камерона и полуэмпирической зависимости ν от массы осколка по Терреллу; ○ — экспериментальные данные.

массовом расщеплении U^{233} , U^{235} , Pu^{239} тепловыми нейтронами и при спонтанном делении Cf^{252} . Результаты приведены на рис. 11. Получено неожиданно хорошее соответствие экспериментальных и теоретических точек, но это не доказывает законности использованных предположений. Если анализ все-таки корректен, то можно истолковать наличие провала общей энергии осколков при симметричном делении как результат влияния оболочечных эффектов, приводящих при симметричном делении U^{233} , U^{235} и Pu^{239} к значительному избытку энергии возбуждения осколков, который в свою очередь увеличивает число испускаемых нейтронов.

Измерения Апалина с соавторами [60] зависимости выхода мгновенных нейтронов от отношения масс осколков при тепловом деле-

нии U^{235} , по-видимому, подтверждают ожидаемое. Эти значения v , не исправленные на эффект конечного разрешения по массам осколков, увеличиваются в окрестности симметричного деления до $3,6 \pm 0,1$ (на один осколок).

Таким образом, весьма вероятно, если не полностью доказано, что дефицит кинетической энергии осколков при делении на симметричные массы проявляется в виде избытка нейтронов. Происхождение этой избыточной энергии неясно. Одно из соображений, наводящих на мысль о природе данного явления, состоит в том, что симметричным и асимметричным способам деления соответствуют два различных барьера деления и две конфигурации ядра в седловой точке, представления о которых основаны на расчетах, выполненных в пределах модели жидкой капли Козна и Святецкого. Террелл [59] и Ванденбош [61] придерживаются другой интерпретации, полагая, что провал кинетической энергии и структура кривой эмиссии нейтронов связаны с ядерной структурой осколков, в частности, с влиянием оболочечной структуры на деформацию осколков в точке разрыва. Значительный спад кинетической энергии в области симметричных способов деления U^{235} может быть вызван фактом, что оба первоначальных осколка обладают аномально низкой жесткостью по отношению к деформации, так как оба осколка сильно деформированы (см. разд. 7.3).

Милтон и Фрезер [45] пытались объяснить центральный провал в кривой кинетической энергии на рис. 8. Они отказались от предположений, что энергия возбуждения есть функция масс осколков, и в противоположность ему приняли энергию возбуждения одинаковой для всех осколков и равной средней величине (23 Мэв для U^{235}). Уменьшение кинетической энергии осколков связывают с уменьшением общей реализующейся энергии, которое обусловлено неравномерным разделением заряда. Суммарная реализующаяся энергия была вычислена по формуле Камерона для различных способов разделения заряда, которые варьировались до тех пор, пока наиболее вероятный заряд Z_p не оказался в согласии с наблюдаемой величиной кинетической энергии осколка. Далее Милтон и Фрезер представили Z_p как функцию массового числа и обнаружили согласие с эмпирической кривой Уола [16], основанной на данных, полученных радиохимическим методом. Кривая Уола приведена на рис. 2 гл. 5. Характер кривой Z_p таков, что ни разу тяжелый осколок не уменьшает свой заряд ниже заполненной протонной оболочки 50 (см. замечание в работе [62]).

Для того чтобы сделать выбор между альтернативными объяснениями провала кинетической энергии, требуются дальнейшие исследования, которые должны внести большую определенность в наши представления о заряде и энергии возбуждения осколков для редких типов разделения.

Чтобы закончить обсуждение исследований скорости осколков, выполненных Милтоном и Фрезером, рассмотрим рис. 12, на котором приведена зависимость средней скорости и энергии осколков от

массы. Такие кривые важны при исследовании определенных свойств, как функции масс осколков, таких, как радиохимические измерения пробега отдельных осколков в различных материалах (см. разд. 6.4). Скорости осколков измеряли [53, 54, 63] в случае спонтанного деления Cf^{252} . Метод времени пролета использовали в сочетании с детекторами нейтронов [53, 64] и γ -квантов [54],

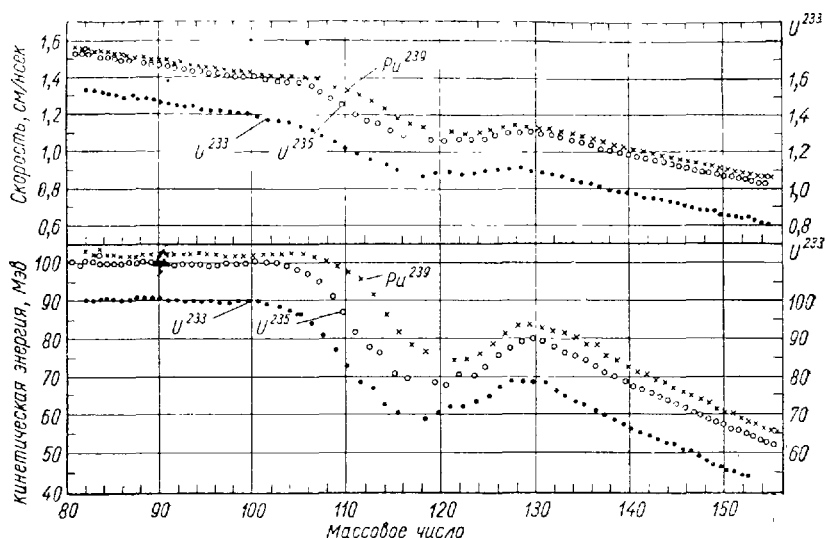


Рис. 12. Зависимость средней скорости и кинетической энергии осколков деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} от массы осколка. Отметим, что для того, чтобы избежать смешивания экспериментальных точек, данные для U^{233} отложены в соответствии со смещенной правой шкалой оси ординат [45].

чтобы изучить зависимость свойств нейтронов и γ -квантов от способа деления, характеризуемого полной кинетической энергией и отношением масс осколков. Рассмотрим работу Ветстоуна [63]. В этом эксперименте, чтобы улучшить абсолютную точность измерений, использовали пролетную базу длиной 250 см; в качестве детектора осколков — устройство для регистрации вторичных электронов, основанное на вышеизложенном принципе.

6.4. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОБЕГОВ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ *

Рассчитать взаимодействие осколков деления с веществом трудно. В процессе разделения осколки ускоряются до очень высоких скоростей. Осколки сильно заряжены благодаря значительным разрушениям электронного облака атома в процессе деления.

* См. также обзорную статью G. N. Walton, Progr. Nucl. Phys., 6, 193 (1957).

Еще в 1940 г. Перфилов [65] измерил отклонение осколков деления, испускаемых из тонкого слоя U_3O_8 , и определил суммарный заряд около 20. Более поздние измерения Коэна с соавторами [66] показали, что наиболее вероятный электронный заряд осколков Zr^{97} равен 21. Благодаря этому заряду осколки ионизируют и возбуждают атомы, которые находятся на их пути, а сами теряют энергию. Некоторые из этих электронов захватываются осколками и эффективный заряд осколка значительно уменьшается. Время от времени происходят прямые столкновения с атомом, приводящие к сложной перестройке системы электронов, осколков и претерпевшего соударения атома. Ядерные столкновения, в которых энергия передается тормозящему атому, имеют важное значение в конце пробега осколков. В конце пробега, т. е. при значительном замедлении, средний эффективный заряд осколков уменьшается и может достичь нуля. Только тогда ядерные столкновения, требующие значительного сближения взаимодействующих объектов, станут существенными в процессе торможений осколков до энергий, отвечающих тепловому равновесию.

Рассмотренный процесс замедления очень трудно рассчитать для тяжелой заряженной частицы с определенной начальной энергией и зарядом. Эти расчеты особенно сложны для осколков деления, которые представляют собой набор различных ядер-продуктов. Даже при ограниченном рассмотрении отдельных ядер-осколков приходится иметь дело со значительной дисперсией энергии и эффективного заряда. Коэн с соавторами [66] для изучения заряда и энергетического распределения осколков Zr^{97} , испускаемых из тонкой пленки урана, использовали метод магнитного анализа и установили, что ширина распределения энергии, исправленная на дисперсию из-за эмиссии быстрых нейтронов, составляет 11,4%. Стейн [52] из анализа распределения скоростей осколков с массой 97 получил 8,1%; Милтон и Фрезер [45] из подобных измерений 12,2%. Согласно Коэну и др. [66], наиболее вероятный заряд для осколка Zr^{97} составляет 21, однако имеет заметный вклад состояний заряда 20, 22 и др.

Существует количественное различие между потерей энергии осколков деления и α -частиц вдоль трека. Благодаря меньшей скорости и непрерывному уменьшению эффективного заряда осколков деления ионизация резко падает вдоль пробега в противоположность α -частицам или протонам, которые увеличивают ионизацию с уменьшением скорости. В конце пробега осколков деления потери энергии благодаря ядерным столкновениям увеличиваются. У α -треков, зарегистрированных в камерах Вильсона, ответвления, которые обусловлены ядерными столкновениями, наблюдаются очень редко: одно событие на несколько сот треков. Ядерное рассеяние осколков деления является весьма вероятным процессом и в отдельных случаях происходит по несколько раз вдоль трека.

Теоретическое исследование потерь энергии осколков деления предпринято [67—70] несколькими авторами и привело к вполне

приемлемому описанию основных свойств. Обсуждение этой теории выходит за рамки нашего обзора, и мы ограничимся несколькими обобщениями результатов, полученным Бором [67]. Согласно Бору, суммарные потери общей энергии на 1 см пути осколка можно записать так:

$$\frac{1}{N} \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{mv^2} (Z_1^{\text{эфф}})^2 Z_2 \lg \frac{1,123mv^3}{\omega e^2 Z_1^{\text{эфф}}} + \frac{4\pi e^4}{M_2 v^2} Z_1^2 Z_2^2 \lg \frac{M_1 M_2 v^2 a_{12}}{M_1 + M_2 Z_1 Z_2 e^2}, \quad (5)$$

где N — число атомов тормозящей среды, см³; M_1 и M_2 — массы осколка и поглотителя; Z_1 и Z_2 — заряды осколка и поглотителя; e — электронный заряд; m — электронная масса; v — скорость осколка; $Z_1^{\text{эфф}}$ — эффективный заряд осколка в начале пробега (его величина составляет около 20); a_{12} — параметр столкновения, который показывает, как велико расстояние, на котором потери энергии при ядерном столкновении эффективно равны нулю, благодаря экранированию заряда ядра атомными электронами; ω — средняя частота колебания электронов в атоме. Первый член описывает потери энергии на возбуждение электронов атомов поглотителя, второй — передачу энергии при ядерных столкновениях. В начале пробега, где $Z_1^{\text{эфф}} \sim 20$, преобладает первый член, но по мере приближения к концу пробега, где $Z_1^{\text{эфф}}$ снижается по 2, вклад второго члена быстро возрастает и становится более существенным. При торможении протонов и α -частиц в веществе ядерное рассеяние не становится важным фактором из-за низкого значения Z_1 . Большое влияние ядерного рассеяния на торможение тяжелых осколков проявляется в том, что пробег обнаруживает значительную дисперсию. С дисперсией существенной части полной кинетической энергии осколков в ядерных столкновениях связано происхождение ионизационного эффекта, который обсуждался в разд. 6.1. В газах типа аргона, обычно используемых в ионизационных камерах, несколько мегаэлектронвольт кинетической энергии тратится на сообщение движения атомам, которые не теряют электронов и остаются нейтральными.

Критический шаг при использовании формулы Бора состоит в оценке $Z_1^{\text{эфф}}$. Проходя через вещество, осколок непрерывно приобретает и теряет электроны, поэтому рассчитать равновесный заряд при различных значениях кинетической энергии очень трудно. Бор предположил, что в первом приближении осколки теряют все свои электроны, чьи орбитальные скорости меньше скорости самих осколков. Это предположение обычно и использовали при оценке $Z_1^{\text{эфф}}$. Значительно позже Фалмер и Коэн [71] измерили равновесные заряды осколков деления с различной массой и скоростью с помощью метода магнитного анализа осколков, замедленных в газе при различных давлениях. Результаты показали, что обсуждаемые предположения Бора являются лишь грубым приближением. В сво-

их ранних работах Лассен [72, 73] также получил данные о зависимости равновесного заряда от давления газа.

Снова рассмотрим экспериментальные данные о торможении осколков деления. В первые годы после открытия деления многие авторы [74] изучали пробеги двух основных групп продуктов деления. Пробеги были измерены в воздухе и различных газах, в пластических пленках, алюминии и других материалах. В этих работах отмечается, что максимальный пробег составляет 2,0 см воздушного эквивалента для тяжелой группы газов и 2,5 см — для легкой группы.

В работах Боггильда с соавторами [75, 76], выполненных с помощью камеры Вильсона, были определены средние пробеги осколков деления в газах (табл. 4).

Лассен [77] изучал ионизацию, производимую в ионизационной камере осколками деления после прохождения через газ, различной толщины и получил дифференциальные кривые потерь энергии на ионизацию вдоль трека. Измерения проводили в аргоне, ксеноне, водороде, дейтерии и гелии. Результаты подтверждают предсказанный резкий спад удельной ионизации в первой части пробега, где электронное взаимодействие является преобладающим. Комбини-

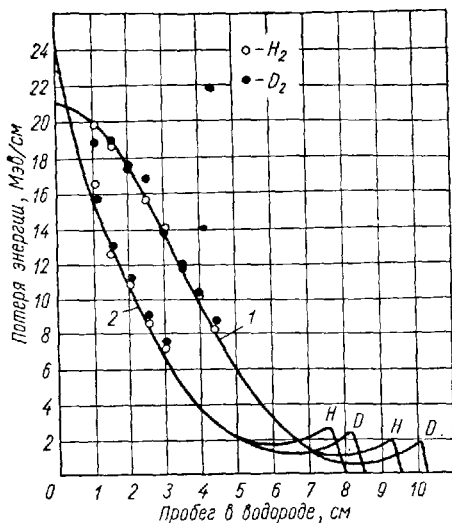


Рис. 13. Удельные потери энергии при торможении осколков деления U^{235} в водороде и дейтерии. Данные не исправлены на ионизационный дефект:

1 — легкий осколок; 2 — тяжелый осколок.

Таблица 4
Средний пробег (мм) осколков деления U^{235} [75, 76]

Характеристика	Воздух	Водород	Гелий	Аргон	Ксенон
Легкий осколок	25,4	21,1	28	23,9	23
Тяжелый осколок	19,5	17,7	23	19,4	18
Полный пробег	44,9	38,8	51	43,3	41

руя эти результаты с экспериментальными значениями пробегов, полученным другими авторами, и используя ту часть формулы Бора, которая описывает вклад ядерных столкновений в выражении для потерь энергии, Лассен построил кривые (рис. 13), изображаю-

щие зависимости, потери энергии осколков на протяжении всего пробега. Явление ионизационного дефекта было установлено позднее, и, как отмечает Фалмер [78], соответствующая корректировка данных должна несколько изменить кривые Лассена.

Фалмер [78] измерил энергию осколков деления после прохождения их через поглотители различной толщины с помощью сцинтилляционного детектора с CsI. Кривая зависимости амплитуды импульса от энергии была построена с использованием данных Личмена и Шмитта [79]. В этой работе с помощью надежного метода времени пролета (см. разд. 6.3) были измерены распределения скоростей осколков деления U^{235} , U^{233} и Pu^{239} после прохождения через тонкие металлические поглотители. Были использованы три толщины поглотителя из алюминия, две — из никеля, одна — из золота и платины. Фалмер [78] разделил осколки деления U^{235} на легкие и тяжелые группы с помощью магнитного спектрографа. Энергию разделенных осколков сбрасывали, пропуская их через газовые или металлические поглотители. Затем осколки попадали на сцинтилляционный кристалл CsI, с помощью которого измеряли их остаточную энергию (рис. 14). Положение точки пересечения этих кривых с осью абсцисс получено с помощью радиохимических измерений пробега [80, 81].

В другой серии измерений Фалмер и Коэн [71] использовали магнитный спектрограф с высоким разрешением для определения зависимости равновесного заряда осколков деления U^{235} от скорости после прохождения через поглощающий газ. Пробеги отдельных осколков деления изучали химическим методом. Пропускали осколки через стопку из тонких фольг, которые отдельно растворяли и подвергали радиохимическому анализу, на отдельные продукты деления. Финкель и др. [82] изучали в алюминии пробеги легких осколков, образующихся при делении U^{235} медленными нейтронами. Сазор [80] исследовал пробеги осколков Te^{132} , Mo^{99} , Zr^{97} (при делении U^{235} медленными и быстрыми нейтронами) в фольгах нескольких веществ. Сазор очень тщательно измерил пробег осколков и дал детальное описание факторов, влияющих на разброс. Он также изучил тормозную способность некоторых материалов по сравнению с алюминием. Александер и Галлахер [83] измерили пробеги осколков в алюминии и сравнили их с результатами предыдущих работ. Когда был построен график, то оказалось, что для того, чтобы данные укладывались на главную кривую, необходимо данные Финкеля и др. умножить на 1,084. Значения Араса [84] для девяти продуктов также хорошо согласуются с этой кривой.

Более детальное радиохимическое исследование пробегов осколков деления выполнено Финкелем и др. [82], которые изучили пробеги 20 ядер с массовыми числами от 83 до 157 при делении Pu^{239} медленными нейтронами. В этих опытах коллимированные осколки деления пропускали через слой воздуха при давлении от 120 до 140 мм рт. ст. и после торможения в воздухе детектировали при помощи 14 тонких цапон-лаковых пленок. Затем из этих пленок ра-

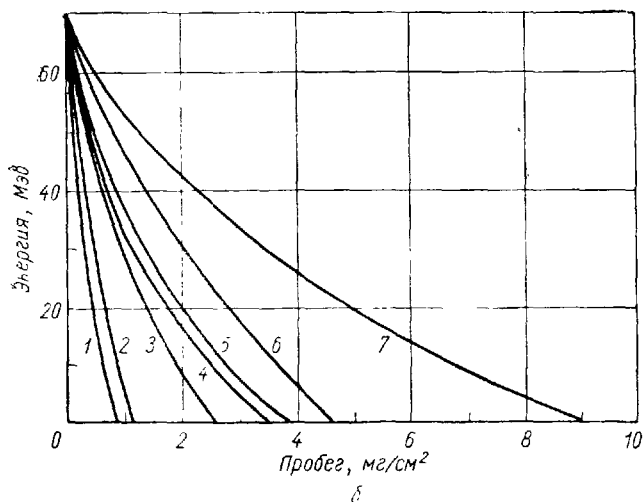
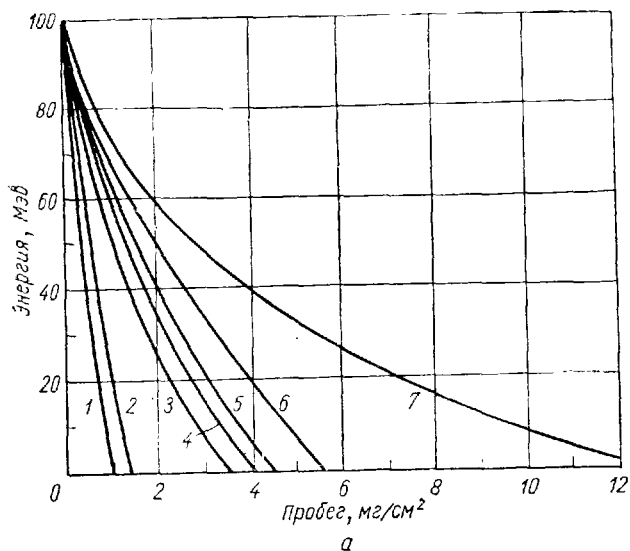


Рис. 14. Зависимость остаточной энергии для медианной массы группы легких осколков U^{235} от пробега в различных материалах (а) и для тяжелых осколков (б) [78].
1—водород; 2—гелий; 3—воздух; 4—алюминий; 5—аргон; 6—никель; 7—золото.

диохимическим методом выделяли отдельные продукты деления. Откорректированная величина активности, нанесенная в зависимости от длины пути осколка, дает дифференциальное распределение пробега, ширина которого на половине высоты составляет $11,7 \pm 1,3\%$. Этот разброс пробегов складывался из ширины распределения начальной энергии осколков, экспериментальной дисперсии, присущей самому методу анализа и истинного разброса пробегов, обусловленного вкладом ядерных столкновений в процессе торможения. Основная часть наблюдаемого разброса вызвана первым фактором.

Если отложить величину активности, которую наблюдают на расстоянии, превосходящем данное, в зависимости от расстояния, то получим интегральное распределение пробега, из которого можно найти средний и экстраполированный пробег. Наиболее характерная особенность зависимости пробега от массы осколка — провал в центре, который наводит на мысль, что при делении ядра на две равные части выделяется минимальная кинетическая энергия. Подобный провал характеристики проявляется при измерениях кинетической энергии с помощью ионизационной камеры и измерений скоростей, однако распределение по массам последних двух методов несколько хуже, так что провал и интерпретация его менее определены. Петржак с соавторами [86] измерили в нескольких газах пробеги осколков, возникающих при делении U^{238} [75] и U^{233} с использованием экспериментальной методики, сходной с методикой Каткова и др. [81]. Нидей [87] вновь измерил пробеги примерно для 20 продуктов деления U^{235} методом интегрального пробега. Фольгу* из U^{235} облучали медленными нейтронами и продукты деления поступали на сборники из алюминиевых фольг. Толщина урановой и алюминиевой фольг больше пробега осколков, так что на собирающие фольги поступали только те осколки, которые образовывались в тонком поверхностном слое мишени. Затем производили количественный радиохимический анализ на содержание в обеих фольгах ядер-осколков. Зная относительное количество осколков в обеих фольгах и толщину урановой фольги, можно вычислить пробег продуктов в металлическом уране. Результаты Нидея приведены на рис. 15. Эта кривая очень похожа на кривую, полученную в работе [74]. К сожалению, не удалось объяснить низкое значение пробега для Cs^{136} и Pd^{86} , которые являются экранированными ядрами. Пробеги этих осколков лежат на 10% ниже кривой. Браун и Оливер [88] также получили низкую величину пробега для Cs^{136} . Они измеряли пробеги Cs^{136} , Cs^{137} и Ba^{140} в алюминии с помощью оригинальной техники, использующей электролиз. Измеренные величины среднего пробега для Cs^{136} , Cs^{137} и Ba^{140} составили 2,64; 2,91 и 2,82 $мг/см^2$ соответственно. Полная ширина на половине высоты гауссовского распределения пробегов оказалась равной

* Использовали фольгу из естественного урана и урана, обогащенного изотопом U^{235} .

1,77; 17,0 и 17,5% соответственно. Применяя соотношение пробег—энергия, авторы вычислили недостаток кинетической энергии, равный 21 Мэв для деления, приводящего к образованию Cs^{136} , по сравнению с нормальной общей кинетической энергией при делении, когда образуется тяжелый осколок с массой 136. Полученный дефицит можно объяснить двумя причинами.

1. Ядро Cs^{136} среди продуктов деления является «нейтронно дефицитным», и поэтому его появление можно связать с явлениями, которые сопровождаются испусканием нескольких нейтронов, им соответствует аномально высокая энергия внутреннего возбуждения и, следовательно, дефицит кинетической энергии.

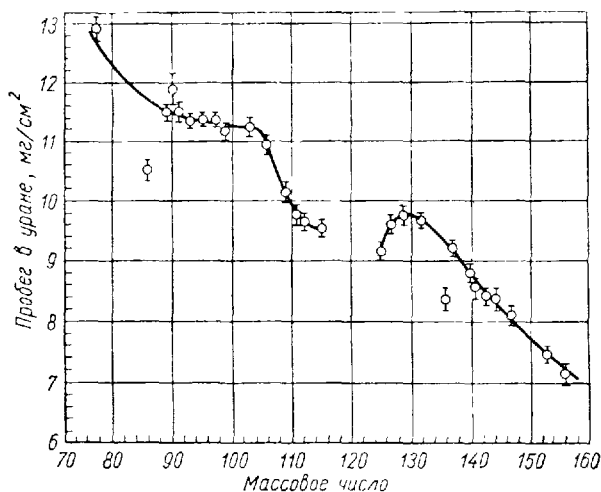


Рис. 15. Пробеги осколков при делении U^{236} в металлическом уране.

2. Разделение заряда, приводящее к образованию экранированного ядра Sr^{136} , может отличаться от наиболее вероятного распределения, поэтому происходит уменьшение полной реализующейся энергии.

Александр и Галлахер [83] с помощью радиохимического метода изучали прохождение продуктов деления через стопку тонких алюминиевых и золотых фольг. Они получили информацию о среднем пробеге и относительной величине потери энергии осколками в этих материалах. Кроме того, комбинируя полученные результаты с данными Личмена и Шмитта [89] для осколков деления, потерявших часть энергии при прохождении через слой поглотителя, Александр и Галлахер [83] построили кривую зависимости пробега от скорости и от энергии для средних осколков легкой и тяжелой группы масс. Полученная кривая заметно отличается от данных Фалмера [78], приведенных на рис. 14. Харвей [90] составил обзор фундаментальных исследований прохождения частиц через вещество.

6.5. КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ, ВЫДЕЛЯЕМОЙ ПРИ ДЕЛЕНИИ

В 1940 г. Гендерс [91] калориметрическим методом измерил энергию, выделяемую в образце металлического естественного урана весом 13 г при облучении его замедленными нейтронами. Источником служила бериллиевая мишень, бомбардируемая протонами. Он получил энергию, равную $(177 \pm 1\%)$ Мэв на один акт деления. В 1955 г. Личмен и Шефер [92] повторили измерения в более благоприятных условиях и получили значение $(167 \pm 1,6)$ Мэв. Личмен и Шефер [92] использовали различные типы калориметров и нуль-индикатор для тепловых измерений, чтобы определить и количество тепла, выделяемого при делении, и число актов деления. Они использовали калориметр и счетчик импульсов. Число тепловых нейтронов, проходящих через образец, определили с помощью мониторных фольг из U^{235} , расположенных перед калориметром за ним.

Количество тепла, выделяемого 220 мг образца из U^{235} (93% изотопной частоты), определяли по количеству электрической энергии, требуемой для нагрева образца до той же температуры. Результат непосредственных измерений составил $(170,1 \pm 1,0)$ Мэв. Затем определили возможный вклад β -частиц, γ -квантов и нейтронов и установили, что энергия, передаваемая калориметру γ -квантами и нейтронами, пренебрежимо мала. Оценка поправки на вклад β -частиц составила $(3,0 \pm 1)$ Мэв. Окончательный результат $(167,1 \pm 1,6)$ Мэв превосходно согласуется с величиной $(167,1 \pm \pm 2,0)$ Мэв, которую получил Личмен [93] при измерении скорости осколков. Эта цифра существенно больше, чем величина 154,7 Мэв, первоначально полученная Брантоном и Хана [94] с ионизационной камерой. Это обстоятельство еще раз подтверждает необходимость введения поправки на ионизационный дефект, который обсуждался в разд. 6.1. Гунн и др. [95] вновь определили среднюю общую кинетическую энергию осколков калориметрическим методом и получили величину $(166 \pm 2,0)$ Мэв, прекрасно согласующуюся с результатами Личмена и Шефера [92].

Стивенсон и др. [96] определяли тепло, выделяемое при делении U^{235} и U^{238} нейтронами с энергией 14 Мэв. Средняя полная кинетическая энергия составила $(174 \pm 4,0)$ и $(175 \pm 2,0)$ Мэв соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hahn O., Strassmann F. Naturwiss., 27, 11,89 (1939).
2. Frisch O. R. Nature, 143, 276 (1939).
3. Jentschke W., Prankl F. Naturwiss., 27, 134 (1939).
4. Joliot F. Compt. Rend., 208, 341, 647 (1939).
5. Ghiorso et al. Paper No. 16.8; «The Transuranium Elements», Nat. Nucl. Energ. Ser., 14B, (N.Y. McGraw-Hill Book Co., Inc., 1949).
6. Buneman et al. Can. J. Res., 27A, 191 (1949).

7. Wilkinson D. H. Ionization Chambers and Counters Cambridge University Press., 1950).
8. Herwig et al. Rev. Scient. Instrum., **26**, 929 (1955).
9. Rossi B., Staub H. H. Ionization Chambers and Counters (N.Y., McGraw-Hill Book Co., Inc., 1949).
10. Staub H. H. Detection Methods, Vol. I., Experimental Nuclear Physics, edited by E. Segré (N.Y. John Wiley and Sons., 1953).
11. Bethe H. A., Ashkin J. Passage of Radiations through Matter. Vol. I, Experimental Nuclear Physics, edited by E. Segré (N. Y. John Wiley and Sons, 1953).
12. Jentschke W. Z. Phys., **120**, 165 (1942).
13. Flammerfeld et al. Z. Phys., **120**, 450 (1942).
14. Deutsch M., Ramsey M. Report MDDC-945 (1945).
15. Brunton D. C., Hanna G. C. Can. J. Res., **28A**, 190 (1950).
16. Brunton D. C., Thompson W. B. Can. J. Res., **28A**, 498 (1950).
17. Jentschke W., Prankl F. Z. Phys., **119**, 696 (1942).
18. Katcoff S. et al. Phys. Rev., **74**, 631 (1948).
19. Kripp J. K., Ling R. C. Phys. Rev., **82**, 30 (1951).
20. Leachman R. B. Phys. Rev., **83**, 17 (1951).
21. Leachman R. B. Phys. Rev., **87**, 444 (1952).
22. Schmitt H. W., Leachman R. B. Phys. Rev., **102**, 183 (1956).
23. Terrell J. Phys. Rev., **113**, 527 (1959).
24. Stein W. E. Phys. Rev., **108**, 94 (1957).
25. Herwig L. O., Miller G. H. Phys. Rev., **95**, 413 (1954).
26. Miller G. L. et al. Ann. Rev. Nucl. Sci., **12**, 189 (1962).
27. Britt H. C., Wegner H. E. Rev. Sci. Instr., **34**, 274 (1963); Britt H. C. et al. Nucl. Instr. Methods., **24**, 13 (1963).
28. Gibson W. M. et al. Phys. Rev. Lett., **7**, 65 (1961).
29. Whitehouse W. J., Galbraith. Phil. Mag., **41**, 429 (1950).
30. Segré E., Wiegand C. Phys. Rev., **94**, 157 (1954).
31. Mostovaya T. A. Paper P/2031, Vol. 15, Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958.
32. Kovrigan B. S., Petrzhak K. A. Sov. J. Atom. Energ., **4**, 721 (1956).
33. Hanna et al. Phys. Rev., **81**, 466 (1951) (Letter).
34. Shuey R. L. Unif. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-959 (1950).
35. Smith A. et al. Phys. Rev., **106**, 779 (1957).
36. Smith A. et al. Phys. Rev., **102**, 813 (1956).
37. Smith A. et al. Phys. Rev., **111**, 1633 (1958).
38. Smith et al. Paper P/690, Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, United Nations Publication, 1959.
39. Brandt R. et al. Phys. Rev., **131**, 2617 (1963).
40. Bowman H., Thompson S. G. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-5038, March 1958; Paper P/652 in Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958.
41. Hicks et al. Phys. Rev., **105**, 1507 (1957).
42. Nervik W. E. Phys. Rev., **119**, 1685 (1960).
43. Whitehouse W. J. Prog. Nucl. Phys., **2**, 120 (1952).
44. Halpern I. Ann. Rev. Nucl. Sci., **9**, 289—291 (1959).
45. Milton J. C. D., Fraser J. S. Canad. J. Phys., **40**, 1626 (1962).
46. Milton J. C. D., Swiatecki W. (Неопубликованный доклад) 1962.
47. Vandenbosch R. Nucl. Phys., **46**, 129 (1963).
48. Britt H. C. et al. Phys. Rev., **129**, 2239 (1963).
49. Viola V. E., Sikkeland T. Phys. Rev., **130**, 2044 (1963).
50. Leachman R. B. Phys. Rev., **87**, 444 (1952).
51. Leachman R. B., Schmitt H. W. Phys. Rev., **96**, 1366 (1954).

52. Stein W. E. Phys. Rev., **108**, 94 (1957).
53. Stein W. E., Whetstone S. L. Jr. Phys. Rev., **110**, 476 (1958).
54. Milton J. C. D., Fraser J. S. Phys. Rev., **111**, 877 (1958).
55. Stein W. E., Leachman N. B. Rev. Scient. Instrum., **27**, 1049 (1956).
56. Vandenbosch R., Thomas T. D. Bull. Amer. Phys. Soc., **7**, 37 (1961); Phys. Rev., **133**, B976 (1964).
57. Gibson W. M. et al. Phys. Rev., **7**, 65 (1961).
58. Cameron A. G. W. Canad. J. Phys., **35**, 1021 (1957).
59. Terrell J. Phys. Rev., **127**, 880 (1962).
60. Aralin V. E. et al. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **43**, 329, 2053 (1962); Nucl. Phys., **38**, 193 (1962).
61. Vandenbosch R. Nucl. Phys., **46**, 129 (1963).
62. Wahl A. C., Nethaway D. R. Phys. Rev., **131**, 830 (1963).
63. Whetstone S. L. Jr. Phys. Rev., **131**, 1232 (1963).
64. Bowman H. R. et al. Phys. Rev., **126**, 2120 (1962).
65. Perfilov N. A. Compt. Rend. Acad. Sci. USSR, **28**, 5 (1940).
66. Cohen B. L. et al. Phys. Rev., **104**, 1046 (1956).
67. Bohr N. Phys. Rev., **58**, 654 (1940); **59**, 270 (1941); Kgl. Danske. Videnskab. Selskab, Mat.-fis. Medd., **18**, 8 (1948).
68. Lamb W. E., Jr. Phys. Rev., **58**, 696 (1940).
69. Knipp J., Teller E. Phys. Rev., **59**, 659 (1941); Brunings, Knipp, Teller. Phys. Rev., **60**, 657 (1941).
70. Бере и Ашкина. «Экспериментальная ядерная физика», Обзор. Т. I. Под ред. Э. Серге. Нью-Йорк, 1953.
71. Fulmer C. B., Cohen B. L. Phys. Rev., **109**, 94 (1958).
72. Lassen N. O. Phys. Rev., **69**, 137 (1946).
73. Lassen N. O. Kgl. Danske. Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd., **26**, No. 12 (1951); see also **30**, No. 8 (1955).
74. Turner L. A. Rev. Mod. Phys., **12**, 23 (1940).
75. Bøggild et al. Phys. Rev., **71**, 281 (1947).
76. Bøggild et al. Phys. Rev., **76**, 988 (1949).
77. Lassen N. O. Dan. Mat.-fys. Medd., **25**, No. 11 (1949).
78. Fulmer C. B. Phys. Rev., **108**, 1113 (1957).
79. Leachman R. B., Schmitt H. W. Phys. Rev., **96**, 1366 (1954).
80. Suzor F., Ann. Phys., **4**, 269 (1949).
81. Katcoff S. et al. Phys. Rev., **74**, 631 (1948).
82. Finkle B. et al. In: «Radiochemical Studies — The Fission Products», NNES Div. IV, Vol. 9 (N. Y., McGraw-Hill Book Co., Inc., 1951).
83. Alexander J., Gallagher M. F. et al. Phys. Rev., **120**, No. 3, 874—886 (1960); Alexander J. et al. Phys. Rev., **129**, 2659 (1963).
84. Aras N. K. Ph. D. Thesis, Mass. Inst. Tech., 1964.
85. Петржак К. А. и др. «Радиохимия», **1**, 227 (1959).
86. Петржак К. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **11**, 6, 1244 (1960).
87. Niday J. Phys. Rev., **121**, 1471 (1961); Alexander J. et al. Phys. Rev., **129**, 2659 (1963).
88. Brown F., Oliver B. H. Can. J. Chem., **38**, 616 (1960).
89. Leachman R. B., Schmitt H. W. Phys. Rev., **96**, 1366 (1954).
90. Harvey B. G. Ann. Rev. Nucl. Sci., **10**, 235 (1960).
91. Henderson M. C. Phys. Rev., **58**, 774 (1940).
92. Leachman R. B., Schafer W. D. Canad. J. Phys., **33**, 357 (1955).
93. Leachman R. B. Phys. Rev., **87**, 444 (1952).
94. Brunton D. C., Hanna G. C. Can. J. Res., **A28**, 190 (1950).
95. Gunn S. R. et al. Phys. Rev., **107**, 1642 (1957).
96. Stevenson P. C. et al. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-5455 March, 1959, Phys. Rev., **117**, 186 (1960).

МГНОВЕННЫЕ НЕЙТРОНЫ, ИСПУСКАЕМЫЕ ПРИ ДЕЛЕНИИ

7.1. ИЗМЕРЕНИЕ СРЕДНЕГО ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ $\bar{\nu}$, ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ДЕЛЕНИИ

Среднее число нейтронов, испускаемых при делении ядра, — важная характеристика ядерной цепной реакции. Среднее число нейтронов, испускаемых за один акт деления $\bar{\nu}$, отношение сечений радиационного захвата нейтронов и деления α и среднее число ней-

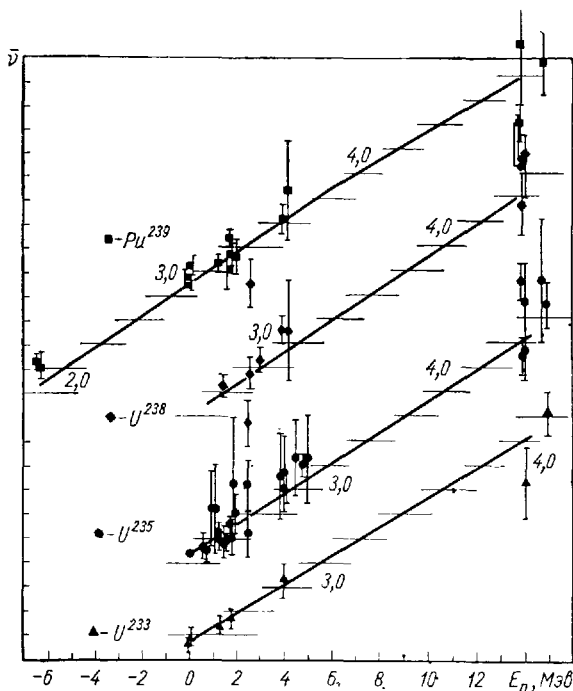


Рис. 1 Зависимость $\bar{\nu}$ от энергии нейтронов, вызывающих деление. Прямыми линиями показана зависимость $\bar{\nu}$ от E_n , следующая из теоретического рассуждения Личмена [1]. Прямые нормированы на значения $\bar{\nu}$ для тепловых нейтронов.

тронов, испускаемых на один захват нейтрона η для изотопов U^{233} , U^{235} и Pu^{239} , измеряли в лабораториях многих стран. Результаты измерений обсуждались в докладах, представленных в 1955 и 1958 гг. на Женевские конференции по мирному использованию атомной энергии.

Зависимость $\bar{\nu}$ от энергии нейтронов, вызывающих деление, показана на рис. 1 [1]. Другие авторы также систематизировали данные [2, 6, 7] или обсуждали [3—7] значение зависимости $\bar{\nu}$ от энергии нейтронов. Величина $\bar{\nu}$ зависит незначительно от энергии нейтронов в интервале энергий нейтронов, присущем большинству ядерных реакторов. Однако отношение α сильно изменяется при

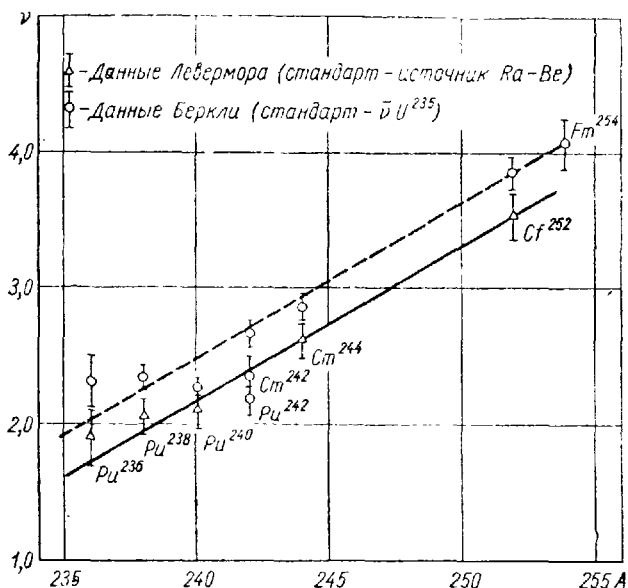


Рис. 2. Зависимость среднего числа нейтронов деления $\bar{\nu}$ массового числа делящегося ядра (для спонтанного деления).

максимальных энергиях нейтронов, где резонансное поглощение дает значительный вклад в величину поперечного сечения (см. разд. 3.3). Поэтому величина η также существенно изменяется с изменением энергии нейтронов. Вариации η — числа нейтронов, испускаемых за один захват нейтрона, необходимо учитывать в процессе проектирования реактора, например при вычислении температурного коэффициента реактивности. Поэтому большое значение имеют эксперименты по детальному изучению этих характеристик [6—8]. Все нейтроны, за исключением небольшого числа запаздывающих нейтронов, испускаются в течение очень короткого промежутка времени после момента разрыва, т. е. момента отделения осколков. Фрезер [9] установил верхний предел времени испускания мгновенных нейтронов: менее чем $4 \cdot 10^{-14}$ сек. Наиболее точные данные были измерены регистрацией нейтронов, поглощенных в большом баке с жидким сцинтилляционным раствором кадмия.

Полученная эффективность детектора 80% — наибольшая из всех известных методов детектирования нейтронов. Используемая техника регистрации нейтронов позволила изучить не только среднее число $\bar{\nu}$, но и распределение вероятности $P(\nu)$ для эмиссии на акт деления $\nu = 0, 1, 2 \dots$ нейтронов. Рассмотрим детали методики в следующем разделе.

Интересная корреляция $\bar{\nu}$ с массовым числом спонтанно делящихся ядер показана на рис. 2.

7.2. ИЗМЕРЕНИЯ $P(\nu)$

Рейнес с соавторами [10] использовали как детектор нейтронов большой бак, наполненный сцинтилляционным раствором. Некоторые ученые применяли бак в качестве детекторов нейтронов, испускаемых при делении. Бак представляет собой стальной цилиндр длиной 77 мм и диаметром 77 мм. Внутренняя поверхность бака покрыта слоем пластмассового красителя с высокими отражающими и защитными свойствами. Сцинтилляционный раствор состоял из толуола, в котором растворено несколько органических компонент, включая пропионат кадмия. Быстрые нейтроны, попадая в бак, замедляются при столкновении с атомами водорода. После термализации нейтроны захватываются кадмием, который имеет большое тепловое сечение захвата нейтронов. Среднее время жизни нейтронов примерно 10 мксек. Гамма-кванты, появившиеся в процессе реакции (n, γ), вызывали флуоресцентное излучение в жидком сцинтилляторе. Отдельные γ -кванты отражались от стенок и частично суммировались большим фотоумножителем, расположенным в растворе. Эффективность регистрации нейтронов зависит от нескольких факторов и составляет 70—85%. Каждый захваченный нейтрон дает начало импульсу в цепи фотоумножителя. Так как время захвата отдельных нейтронов не одинаково, нейтронные импульсы от единичного акта деления распределены по времени.

В детекторе нейтронов имеется в направлении оси сквозной цилиндрический канал, в котором помещали ионизационную камеру с образцом. Осколки от спонтанных делений дают начало импульсу в ионизационной камере, который запускает развертку осциллографа. Акт деления сопровождается мгновенными γ -квантами и нейтронами. Нейтроны передают почти всю энергию протонам за время, много меньше 1 мксек. Протоны отдачи и отдельные γ -кванты деления вызывают в фотоумножителях мгновенные импульсы. Время захвата термализованных нейтронов Cd^{113} ($\sigma = 27\,000$ барн) или водородом ($\sigma = 0,33$ барн), содержащимся в растворе, распределяется по экспоненциальному закону. В результате радиационного захвата нейтронов в Cd^{113} появляются γ -кванты с энергией 9,2 Мэв. Часть γ -квантов превращается в сцинтилляционные фотоны и создает импульс в цепи фотоумножителя. С помощью фотографирования экрана осциллографа непрерывно ведется запись событий.

Эксперименты позволили получить не только точную величину $\bar{\nu}$ — среднего числа нейтронов, но и $P(\nu)$ — вероятности испускания ν нейтронов за один акт спонтанного деления.

Дивен и др. [11] использовали эту методику для изучения множественности испускания нейтронов при делении U^{233} , U^{235} и Pu^{239} нейтронами. Оказалось, что для исследования вынужденного деления можно использовать замедленные нейтроны от Pu — Be -источников и нейтроны с энергией 80 кэв, полученные в результате реакции $T(p, n)$. В дальнейшем экспериментальные данные о множественности испускания нейтронов описаны с помощью простой модели испарения нейтронов из возбужденных осколков деления.

7.3. ИЗМЕРЕНИЯ $\bar{\nu}$ ДЛЯ РАЗНЫХ СПОСОБОВ ДЕЛЕНИЯ

Рассмотренная в разд. 7.2 методика позволила получить детальную информацию о разных способах деления. Хикс с соавторами [12], Бауман и Томпсон [13] применили двойную ионизационную камеру, позволяющую одновременно определять кинетическую энергию обоих осколков (см. разд. 6.1 и 6.2) и сцинтилляционный бак для измерения числа нейтронов в зависимости от способа деления. Аппаратура Баумана и Томпсона работала следующим образом. Двойную ионизационную камеру помещали в центре цилиндрического канала, проходящего вдоль оси бака. Если акт спонтанного деления зарегистрирован, то ионизационные импульсы от двух осколков поступают на вертикальные и горизонтальные отклоняющие пластины, соответствующие одному из электронных лучей двух-лучевого осциллографа. Положение светящейся точки на экране позволяет найти размеры двух импульсов и, таким образом, кинетическую энергию обоих осколков. Одновременно импульс от одного из осколков запускает развертку второго электронного луча в осциллографе. Импульс, полученный в сцинтилляционной системе бак — фотоумножитель, поступает на вертикальные отклоняющие пластины (после задержки на 1 мксек) и благодаря этому воспроизводится вторым электронным лучом. Нейтроны, испускаемые при делении, быстро замедляются и захватываются в течение нескольких микросекунд. В то же время каждый захваченный нейтрон, производящий импульс в системе бак — фотоумножитель, регистрируется как пик на развертке экрана. Камера фотоаппарата воспроизводит состояние экрана и фиксирует одновременно положение пятна, определяющее энергию осколков, и импульсы, указывающие число захваченных нейтронов. Пленка быстро продвигается, чтобы записать информацию о следующем акте спонтанного деления. С этой аппаратурой Бауман и Томпсон [13] зарегистрировали 20 000 актов спонтанного деления Sf^{252} . Экспериментальные данные записывали на перфокарты, чтобы затем с помощью электронно-вычислительной машины рассчитать число нейтронов как функцию нескольких переменных. Такие корреляции могут дать полезную информацию для критической оценки теоретических представлений о процессе деле-

ния. Как пример многих возможных корреляций Бауман и Томпсон продемонстрировали зависимость $\bar{\nu}$ от отношения масс осколков и общей кинетической энергии осколков.

Стейн и Ветстон [14] использовали более высокое разрешение метода времени пролета при идентификации способа деления и более высокую эффективность бака с жидким сцинтиллятором из кадмия. Они показали, как общее число мгновенных нейтронов, ис-

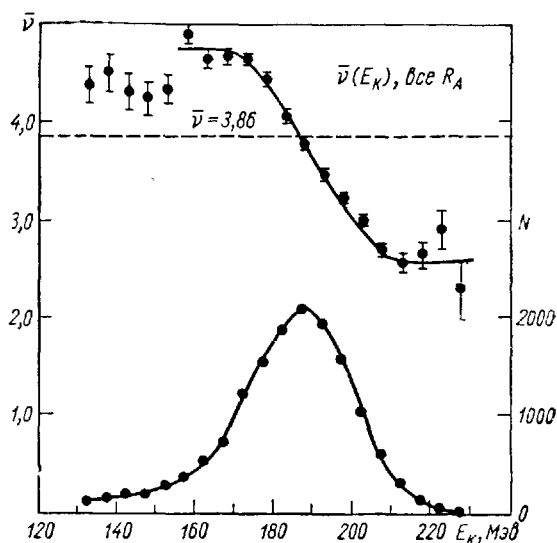


Рис. 3. Среднее число нейтронов, испускаемых на акт деления Cf^{252} , и соответствующее распределение событий по полной кинетической энергии для всей совокупности масс осколков. Указаны статистические ошибки измерений. При обработке данных принимали эффективность нейтронного детектора равной 78% [14].

пускаемых при спонтанном делении Cf^{252} , коррелирует со способом разделения массы между осколками и количеством энергии, реализующейся в форме кинетической энергии осколков.

Информация о 15 333 событиях обработана на электронно-вычислительной машине IBM-704. На рис. 3 мы видим корреляцию между $\bar{\nu}$ и общей кинетической энергией осколков E_K (особенно в интервале E_K , содержащем большинство событий). Наблюдаемую корреляцию следовало ожидать из качественных соображений, если принять, что некоторое среднее количество освобождающейся энергии распределяется между кинетической энергией и энергией возбуждения осколков. На рис. 4 видно, что $\bar{\nu}$ изменяется с массовым отношением R_A , но изменение это имеет сложный характер и его нелегко объяснить. В диапазоне массовых отношений, содержащем большинство событий деления, величина $\bar{\nu}$ изменяется прибли-

зительно линейно. Стейн и Ветстон [14] установили зависимость $\bar{\nu}$ от E_K для отдельных интервалов E_K и аналогично изменение $\bar{\nu}$ от R_A для отдельных интервалов R_A . Авторы детально анализируют экспериментальные данные в области, содержащей большинство собы-

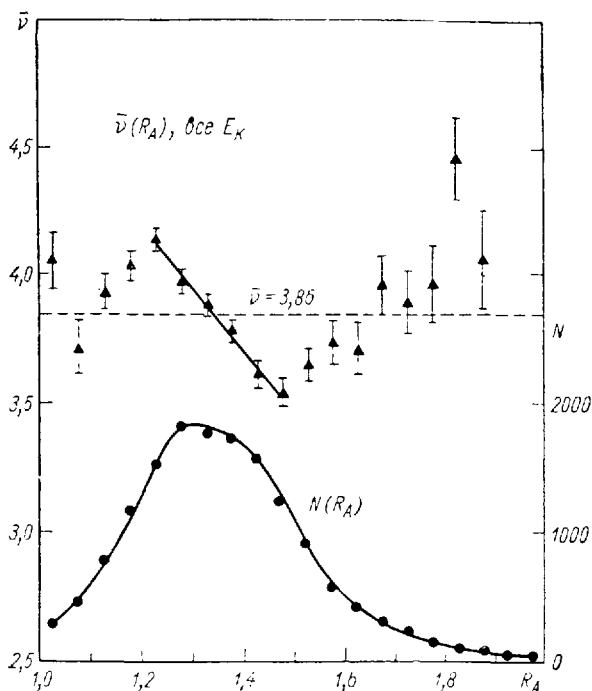


Рис. 4. Среднее число нейтронов на акт спонтанного деления Cf^{252} и соответствующее распределение отношений масс осколков без разделения событий по величине полной кинетической энергии [14].

тий деления, чтобы ввести поправку на конечное разрешение метода и получить «истинную» зависимость $\bar{\nu}$ от E_K и R_A (табл. 1). Величина $\frac{\partial \bar{\nu}}{\partial E_K} = 0,143 \text{ нейтрон/деление} \cdot \text{Мэв}^{-1}$ достаточно хорошо согласуется с расчетами Личмена и Казака [15] (см. разд. 7.5). Эти результаты соответствуют значениям ядерной «температуры» 1 Мэв и средней энергии, уносимой при испускании каждого нейтрона, — 7 Мэв.

Экспериментальная величина отношения $\partial \bar{\nu} / \partial E_K = -0,143$ превосходно согласуется с теоретическими данными Террелла — 0,149, основанными на более общем рассмотрении свойств осколков, которые обсуждаются в разд. 7.6. Фрезер и Милтон [16] также изучали зависимость вероятности испускания мгновенных нейтронов от способа деления U^{233} тепловыми нейтронами. В этой

Зависимость $\bar{\nu}$ от отношения масс и кинетической энергии осколков при спонтанном делении [14]

Производная	Наблюдаемое значение	Исправленное значение
$\partial \bar{\nu}(E_K, R_A)/\partial E_K$	$-0,070 \pm 0,004^*$	$-0,143 \pm 0,020^*$
$\partial \bar{\nu}(E_K, R_A)/\partial R_A$	$-3,8 \pm 0,8^{**}$	$-6,3 \pm 1,1^{**}$
$[\partial \bar{\nu}(E_K)/\partial E_K]$ для R_A	$-0,056 \pm 0,003^*$	$-0,079 \pm 0,008^*$
$[\partial \bar{\nu}(R_A)/\partial R_A]$ для E_K	$-2,5 \pm 0,5^{**}$	$-2,8 \pm 0,6^{**}$

* Нейтрон/деление/Мэв.

** Нейтрон/деление/а.е.м.

работе применяли нейтронные детекторы другого типа. Кинетическую энергию обоих осколков измеряли двойной ионизационной камерой с сеткой. Образец из U^{233} располагали на общем катоде, покрытом коллиматором. Амплитуды импульсов от двух ионизационных камер записывали только тогда, когда происходило совпадение с мгновенными нейтронами, детектируемыми в любом из двух счетчиков нейтронов, которые располагали по обе стороны камеры деления в направлении вылета осколков. Эти нейтронные детекторы представляют собой ионизационные камеры, наполненные метаном. Угол, под которым виден счетчик из источника делений, мал, однако сильная угловая корреляция направлений вылета мгновенных нейтронов с направлением движения испускаемых осколков в какой-то степени облегчает эксперимент. Однако эффективность такого нейтронного детектора много меньше эффективности большого бака. Поэтому характеристики эмиссии мгновенных нейтронов не использовали в работе [16] так же полно, как в эксперименте, описанном ранее. В то же время метод Фрезера и Милтона имеет определенное преимущество: с его помощью достигается идентификация именно того осколка, который является родоначальником каждого регистрируемого нейтрона. Это происходит также вследствие сильной угловой корреляции нейтронов с осколками в лабораторной системе.

Наиболее интересное заключение, которое было сделано Фрезером и Милтоном на основе анализа 20 000 событий, зарегистрированных с помощью описанной выше экспериментальной установки, состоит в том, что нейтроны преимущественно испускаются тяжелейшими, легкими и тяжелыми осколками и выходы нейтронов ν_L и ν_H зависят от массы осколка.

В дальнейшем Ветстон [17] снова исследовал зависимость вероятности эмиссии мгновенных нейтронов от массового числа осколка, испускающего нейтроны. Используя более совершенную аппаратуру, он получил новые удивительные данные.

Экспериментальная аппаратура Ветстона аналогична аппаратуре, использованной Стейном и Ветстоном [14]. Особенность данного эксперимента и отличие от постановки опыта Стейна и Ветстона со-

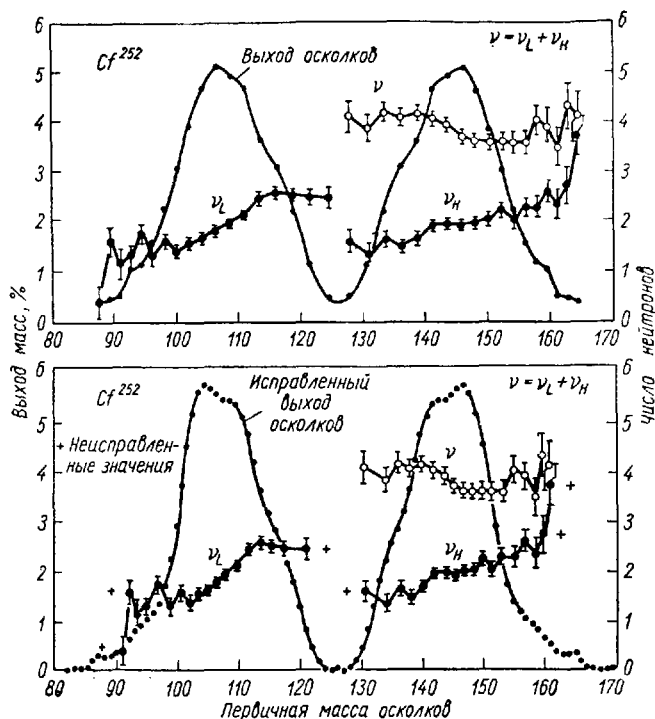


Рис. 5. Зависимость среднего числа нейтронов, приходящихся на один осколок спонтанного деления Cf^{252} , от массы осколка. Приведены также кривые мгновенного выхода масс осколков.

На нижнем рисунке показаны данные после введения поправок на дисперсию масс и аппаратный сдвиг точек, указанных Терреллом, на верхнем—непосредственные результаты эксперимента (до введения поправок). Несколько неисправленных значений для сравнения показаны в нижней части рисунка крестиками. Представляют интерес кривые ν_L и ν_H для Cf^{252} на рис. 7, полученные другим независимым методом. Последние более сильно зависят от массового числа.

стояли в том, что источник спонтанных делений Cf^{252} они помещали с торца большого жидкого сцинтилляционного бака с кадмием, а не в центре. Из-за сильной угловой корреляции направлений вылета нейтронов и движения осколков (в предположении изотропной эмиссии нейтронов в системе движущегося осколка) количество зарегистрированных нейтронов можно отнести почти полностью к одному осколку. Из одновременных измерений скорости обоих осколков приближенно можно определить массовое число каждого осколка.

На рис. 5 приведена зависимость среднего числа нейтронов от массового числа. Полностью были подтверждены более ранние результаты Фрезера и Милтона, в частности зависимость ν от массового числа осколка. Из данных опыта был обнаружен скачок на целую единицу в области массовых чисел, соответствующих симметричному делению. Однако этот «разрыв» простирается шириной 6 или 8 а. е. м. Среднее число нейтронов, испускаемых от всех легких осколков, сравнимо со средним числом нейтронов, испускаемых всеми тяжелыми осколками. Отношение этих чисел составляет $1,02 \pm 0,02^*$, где указанная неопределенность соответствует стандартной статистической ошибке. Если разрыв в числе испускаемых нейтронов действительно имеет место, то это очень трудно согласовать с прохождением процесса деления ядер через симметричную седловую точку [17], поскольку, основываясь на характере конфигурации симметричной седловой точки, возможно возникновение двух осколков одинаковой формы с примерно равным внутренним возбуждением. Ветстон [17] попытался объяснить данный эффект, основываясь на предположении, что форма ядра в седловой точке фактически асимметрична. Он заимствовал эту идею из работ Владимирского [18], который оценочными вычислениями показал, что в рамках обобщенной модели ядра можно объяснить заметное смягчение деформированных ядер по отношению к асимметрии. Этой тенденции благоприятствуют нуклонные состояния с высоким квантовым числом Ω . Если предположить, что эта картина верна и асимметричный способ деления предпочтителен в состоянии критической деформации, то можно сконструировать простую модель процесса деления, с помощью которой будут качественно описываться и распределение масс осколков, и загадочная зависимость ν от массового числа.

По мнению Ветстона [17], можно предположить, что непосредственно перед расщеплением ядра на два осколка ядро имеет длинную «шейку», соединяющую два относительно больших объема, и обычно, если не всегда, эти объемы неодинаковы (рис. 6). Разрыв ядра ожидается с наибольшей вероятностью около середины шейки. Это способствует асимметричному разделению масс, наблюдаемому на опыте, и разделению энергии деформации шейки примерно поровну между осколками. У половинок ядра ожидается довольно малая внутренняя энергия возбуждения перед разрывом и энергия возбуждения осколков после разрыва и поэтому число нейтронов, испускаемых каждым осколком, будет в среднем одинаковым для наиболее вероятного разделения масс. Вид и объем можно выбрать так, чтобы предположить вероятность точки разрыва такой, как показано

* Это число не согласуется с более поздними данными 1,16, найденными Бауманом и др. [50] в эксперименте, в котором одновременно измеряли расщепление вероятности вылета нейтрона, скорости нейтронов и осколков. Последний эксперимент, вероятно, дает наиболее прямую информацию об этом отношении. Найденная Ветстоном величина для ν_L/ν_H равна 1,17 до введения поправки на число нейтронов, испускаемых в направлении, противоположном направлению движения осколка.

схематично на рис. 6, т. е. чтобы воспроизводилось наблюдаемое распределение масс осколков. Очевидно, симметричное деление масс будет соответствовать редкому случаю разрыва шейки поблизости от большого конца ядра. Этому способу расщепления соответствует практически полная передача всей энергии деформации легкому осколку. Существенно асимметричное разделение масс соответствует точке разрыва вблизи меньшего объема с передачей энергии деформации шейки тяжелому осколку. Таким образом, получаем наблюдаемую зависимость ν от $\bar{A}$. Эту гипотетическую картину

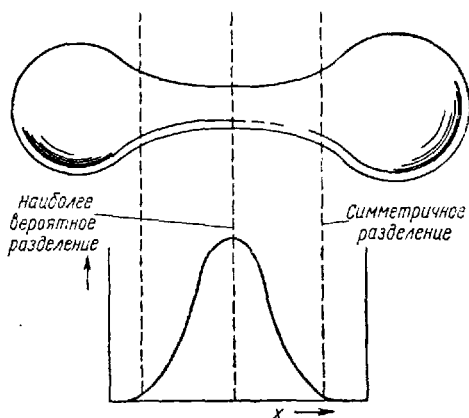


Рис. 6. Схематическое изображение делящегося ядра в момент, непосредственно предшествующий разрыву на два осколка. Два его острия, соединенные шейкой, имеют разный объем. Отношение масс осколков определяется местом разрыва шейки — координатой X . Кривая $P(X)$ описывает вероятность разрыва в точке X и, следовательно, распределение отношений масс в соответствии с тем, что наблюдается на опыте. Согласно этой картине, разделение ядерной массы на две равные части приводит к образованию приблизительно сферического тяжелого осколка и сильно деформированного, а следовательно, и более сильно возбужденного легкого осколка [17].

процесса деления также обсуждал Халперн [19]. Альтернативные объяснения приведены ниже.

Апалин с соавторами [20] всесторонне исследовали вероятность распределения эмиссии нейтронов в зависимости от способа деления для нейтронов, вызывающих деление U^{235} . Их экспериментальная методика совпадает с методикой, рассмотренной в этой главе. Двойную ионизационную камеру помещали в центре канала, проходящего через бак, наполненный 200 л сцинтилляционной жидкости с кадмием. На коллодиевую пленку, смонтированную в центре электрода двойной ионизационной камеры, нанесен тонкий слой U^{238} . Хорошо отколлимированный пучок нейтронов из реактора проходит через фольгу со слоем U^{235} , вызывая деление.

Два осколка детектировались в обеих половинах ионизационной камеры, а количество нейтронов, испускаемых осколками, измеряли сцинтилляционным детектором. С помощью соответствующей схемы совпадения отбирались те осколки и нейтроны, которые связаны с индивидуальными актами деления.

На основании полученных результатов авторы пришли к следующим выводам. Величина $\bar{\nu}$ сильно зависит от отношения масс осколков, и эти изменения качественно подобны изменениям, наблюдаемым

при спонтанном делении Cf^{252} . Больше число нейтронов испускается легкими и тяжелыми осколками с наибольшей массой. Эффект пилообразного измерения $\bar{\nu}(A)$ Cf^{252} показан на рис. 7. Аналогичное явление наблюдали также и при делении U^{235} . Авторы [20] пришли к выводу, что легкие осколки в среднем испускают нейтронов на 17% больше, но эта цифра, по-видимому, не точна. Соответствующий эффект возникает после введения поправки на перевод спектра испускаемых нейтронов в лабораторную систему. Анализ Террелла [50] гл. 6 показывает, что истинное отношение ν_L/ν_H близко к 10.

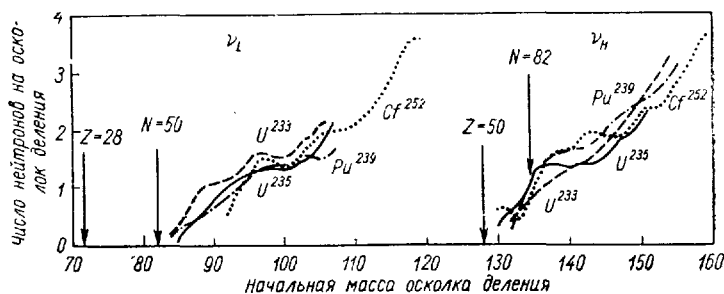


Рис. 7. Данные Террелла о числе испускаемых осколками нейтронов, полученные при анализе разницы между радиохимическими выходами масс и мгновенными выходами, основанными на результатах измерений методом времени пролета. Если эти кривые приблизительно аппроксимировать двумя прямыми линиями в областях масс легких и тяжелых осколков, величину для асимметричного деления можно представить в виде

$$\nu \approx 0,08(M_L - 82) + 0,10(M_H - 126).$$

С этой точки зрения упомянем другой метод получения информации о зависимости эмиссии нейтронов от массы осколков — метод, в котором не используется детектор нейтронов. Этот метод основан на сравнении массовой кривой выхода, измеренной радиохимическим или масс-спектрометрическим способом, и кривой мгновенного выхода масс, которую можно получить обработкой результатов измерения скорости осколков методом времени пролета ([59], гл. 7). За последние годы данные, на которых основана информация об этих характеристиках выхода масс осколков, значительно улучшены. Радиохимическая кривая выхода масс осколков смещена на одну или две единицы в сторону меньших масс осколков по сравнению с кривой выхода мгновенных масс вследствие испускания нейтронов. Количественный анализ дает число испущенных нейтронов. Мы не имеем возможности воспроизвести здесь схему вычислений Террелла и ограничимся рассмотрением представления, которое суммирует результаты анализа данных о делении U^{233} , U^{235} , Pu^{239} медленными нейтронами и спонтанном делении Cf^{252} . Отметим, что во всех четырех случаях число нейтронов в зависимости от массы осколков почти не меняется. Поразительный эффект, впервые отмеченный Фрезером

и Милтоном [16], состоящий в преимущественном испускании нейтронов тяжелейшими легкими и тяжелейшими тяжелыми осколками, полностью подтвердился.

Наблюдали почти нулевой выход нейтронов в области масс с магическим числом $N = 50$ и $Z = 50$. Террелл высказал предположение, что провал в вероятности испускания нейтронов падает до нуля для осколков с $Z < 50$ и $N < 50$ и низкий выход продуктов деления относится к свойствам, природу которых можно качественно объяснить следующим образом. Ядра с магическими числами препятствуют деформации их сферической формы и, следовательно, имеют меньший максимальный размер по сравнению с немагическими ядрами. Это ведет к появлению высокой кулоновской энергии для осколков деления в точке разрыва, когда один из осколков содержит в себе замкнутую конфигурацию нуклонов. Когда оба осколка немагические и вытянуты, их можно привести в соприкосновение с меньшей затратой кулоновской энергии. Этот тип разделения масс, включающий магический осколок, имеет более высокий барьер, и, по-видимому, образуется с существенно подавленной вероятностью. Осколки по нуклонному составу отличаются от замкнутых оболочек и рождаются со значительным искажением формы, которое увеличивает энергию возбуждения. Последняя выделяется при эмиссии нейтронов.

Ванденбош [21] исследовал роль оболочечной структуры с помощью очень простой модели. Он представил ядро в момент разрыва в виде двух однородно заряженных соприкасающихся сфероидов, имеющих общую главную ось, и вычислил потенциальную энергию системы как сумму энергий кулоновского отталкивания и энергии деформации двух сфероидов. Энергию деформации он рассчитал с помощью приближенного соотношения модели жидкой капли. Оно было подправлено введением члена, который возрастал по мере приближения нуклонных конфигураций к замкнутым оболочкам. Наиболее вероятная форма ядра в момент разрыва в этой модели соответствует минимуму потенциальной энергии (кулоновская энергия плюс энергия деформации) по отношению к независимому изменению отношения большей и меньшей оси обоих осколков при каждом способе расщепления масс. Кулоновская энергия для конфигураций с наименьшей потенциальной энергией равняется наиболее вероятной кинетической энергии осколков, а энергия деформации — энергии возбуждения, которая расходуется на эмиссию мгновенных нейтронов и γ -квантов. Для оценки параметров жесткости ядер, требуемых для расчета энергии деформации, Ванденбош использовал экспериментальные данные об упомянутых выше величинах при делении U^{235} . Он получил очень высокое значение этого параметра в узком диапазоне масс в окрестности массы 130, содержащей замкнутые оболочки $Z = 50$, $N = 82$, а также вблизи массы 84, содержащей замкнутую оболочку $N = 50$. В промежутке и, в частности, в диапазоне масс от 110 до 120, где должны лежать продукты симметричного деления U^{235} , параметры ядерной жесткости особенно

низкие. Рассмотрение данных о кулоновском возбуждении стабильных ядер, опубликованных в работе [22], подтверждает тот факт, что ядрам в этом диапазоне масс, в частности, нейтронно избыточным ядрам, обычно свойственна высокая способность к деформации.

Ванденбош далее постулировал, что большой провал в кинетической энергии при симметричном делении U^{235} происходит вследствие того, что оба первоначальных осколка в этом случае мягкие по отношению к деформации, т. е. осколки сильно вытянуты в момент разрыва. Отдаление центров зарядов уменьшает общую кинетическую энергию. Следует отметить, что значительные изменения кинетической энергии происходят при небольших изменениях энергии деформации. Большей энергии деформации каждого осколка соответствует большая энергия возбуждения, и когда позднее осколки приобретут равновесную форму, увеличение последней приведет к росту эмиссии нейтронов. Провал кинетической энергии особенно велик (около 40 Мэв) при делении U^{235} , вследствие того что происходит резкое возрастание вклада ядер с замкнутыми оболочками $Z = 50$, $N = 82$, встречающихся при отношении масс осколков, немного больших 1,0. Основанием к этому заключению послужило то, что аналогичный провал в кинетической энергии при спонтанном делении Cf^{252} значительно меньше. Дело в том, что это ядро не может быть разделено так, чтобы оба осколка обладали свойством аномальной мягкости по отношению к деформации. По существу такое же толкование оболочечных эффектов выдвинули Милтон и Святецкий [23] и Фонг [24].

7.4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Распределение энергии нейтронов $N(E)$, испускаемых при делении U^{235} , U^{233} , Pu^{239} , было фундаментально изучено двумя различными методами [25, 32]. В одном методе энергию нейтронов определяли по пробегу или ионизации протонов отдачи в фотографической эмульсии, в камере Вильсона, ионизационных камерах, пропорциональных счетчиках и т. д. В другом — по скорости нейтронов, измеряемой методом времени пролета [33, 34]. Комбинацию этих двух методов часто используют, чтобы перекрыть весь диапазон энергии нейтронов. Метод времени пролета широко применяется в задачах, требующих одновременного измерения скоростей осколков и нейтронов (см. разд. 7.5).

Компиляция данных для $N(E)$, полученных различными детекторами в Лос-Аламосской лаборатории, представлена на рис. 8. Сравним полученные данные с полуэмпирическим выражением Уатта [28]:

$$N(E) \sim e^{-\frac{E}{0.965}} \operatorname{sh} \sqrt{2.29E}, \quad (1)$$

где $N(E)$ — вероятность испускания нейтронов деления с энергией E . Это выражение получается из простого рассмотрения механизма испускания нейтронов и преобразования скорости из системы центра масс в лабораторную систему. Константы в уравнении определяются ядерной температурой и энергией осколков и эмпирично подбираются так, чтобы обеспечить наилучшее согласие с экспериментальными данными. Дальнейшее упрощение этого полуэмпирического выражения приводит к виду [30, 35]:

$$N(E) \sim \sqrt{E} e^{-\frac{E}{1,29}}. \quad (2)$$

Формулу (2), как следует из рис. 8, можно подогнать под экспериментальные данные. Это выражение предполагает максвелловское распределение для спектра нейтронов, но это предположение нельзя

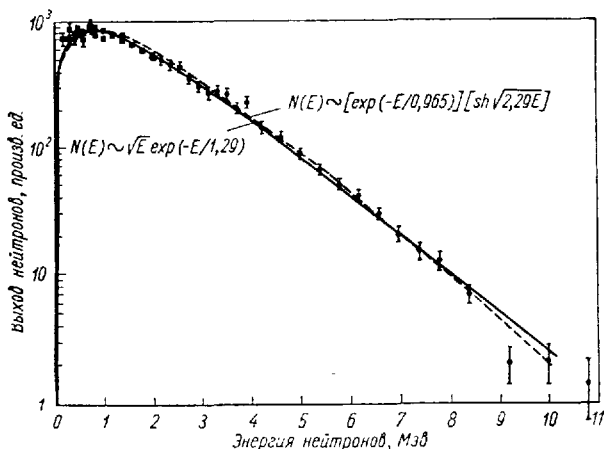


Рис. 8. Сравнение полуэмпирического выражения для энергетического распределения нейтронов деления в результате измерений для U^{235} — n , выполненных в Лос-Аламосе [2,29].

обосновывать простыми теоретическими представлениями. Константу 1,29 назовем параметром жесткости спектра. Его не следует отождествлять с ядерной температурой. Соответствие такого простого выражения, содержащего только один коэффициент в экспоненте как свободный параметр, следует считать случайным ввиду зависимости спектра нейтронов от многих переменных, таких, как возбуждение осколков, энергия связи нейтронов, угловая зависимость испускания нейтронов и т. д.

Спектры нейтронов деления U^{235} , U^{233} , Pu^{239} при делении медленными нейтронами сходны между собой [25, 28, 30, 31]. Террелл [36] анализировал все три спектра, используя приведенное выше выражение, и получил хорошее соответствие экспериментальных данных с параметрами жесткости спектра, равными 1,290, 1,307, 1,333 Мэв соответственно.

Спектр нейтронов деления при спонтанном делении Cf^{252} также измеряли многие авторы [37, 38]. Он очень похож на спектр нейтронов при делении U^{239} нейтронами, но несколько жестче, т. е. слегка смещен в область более высоких энергий. Результаты Смита, Филдса и Робертса [38] удовлетворительно аппроксимируются формулой Уатта [см. уравнение (1)]:

$$N(E) \sim e^{-0,88E} \text{sh} \sqrt{2E}. \quad (3)$$

Террелл [36] хорошо описал экспериментальные данные с помощью максвелловского распределения [см. уравнение (2)].

Все измеренные спектры нейтронов деления хорошо согласуются и с формулой Уатта, и с максвелловским распределением, причем с последним даже несколько лучше. Интенсивность нейтронов изменяется как $E^{1/2}$ при низких энергиях и экспоненциально — при высоких.

Неоднократно пытались получить спектр нейтронов, используя представление статистической модели ядра Вейскопфа [38], так как казалось, что возбужденные осколки деления явятся весьма благоприятным объектом для применения модели. Его модель в некотором приближении приводит к спектру испарения в следующей простой форме:

$$Ee^{-E/T}.$$

Это выражение плохо согласуется с экспериментальными данными, если использовать одно постоянное значение ядерной температуры T на всем протяжении процесса испарения нейтронов. Значительно лучшее согласие расчета с опытом можно получить, если учесть, что при последовательном испускании нейтронов энергия возбуждения и температура осколков уменьшаются. Ряд авторов [36, 40—42] показали, что даже простая комбинация двух компонент испарения с различными значениями T может обеспечить хорошее согласие с экспериментальным спектром нейтронов в лабораторной системе координат. Террелл [36] провел более сложный анализ, в котором распределение энергии возбуждения начальных осколков, обладающее значительной шириной, было преобразовано в распределение ядерных температур, соответствующее испарению $\bar{\nu}$ нейтронов. Для U^{235} и Cf^{252} он получил суперпозицию 14 спектров испарения с двумя значениями ядерной температуры. Результаты этих вычислений для лабораторного спектра нейтронов хорошо согласуются с экспериментом, но лишь незначительно лучше, чем более приближенное двухкомпонентное описание, о котором упоминалось выше.

Анализ Террелла показал, что аппроксимация спектрами испарения, основанными на статистической модели Вейскопфа, значительного распределения нейтронов деления в системе центра масс приводит к спектру, который по существу эквивалентен максвелловскому распределению [см. уравнение (3)] в лабораторной системе

координат. При этом предполагается, что испускание нейтронов в системе центра масс происходит изотропно. Из анализа Террелла следует, что средняя энергия нейтронов равна средней кинетической энергии осколков, приходящейся на один нуклон (около $0,78 \text{ Мэв}$), плюс некоторая величина, определяемая средним числом испускаемых нейтронов. А именно, Террелл нашел, что совокупность многих данных хорошо описывается выражением

$$\bar{E} (\text{Мэв}) \approx 0,74 + 0,653 (\bar{\nu} + 1)^{1/2}. \quad (4)$$

Все вопросы, связанные с анализом спектров нейтронов деления, его значением для модели испарения нейтронов и параметрами ядерной температуры, детально рассмотрел Террелл [36]. После 1958 г. был достигнут заметный прогресс в экспериментальном исследовании спектров деления (см. разд. 7.5).

7.5. СКОРОСТИ НЕЙТРОНОВ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ, ИЗМЕРЕННЫЕ ПРИ СОВПАДЕНИИ С ОСКОЛКАМИ ДЕЛЕНИЯ

В предыдущем разделе мы обсуждали энергетический спектр нейтронов в лабораторной системе координат и результаты анализа, соответствующие экспериментальным данным на основе фундаментальной гипотезы об изотропном испарении нейтронов из движущихся осколков. Очевидно, что очень важно установить с достаточной определенностью распределение нейтронов в с. ц. м. осколков. Эксперименты, которые будут обсуждаться здесь, были поставлены с целью получения более полной информации по этому вопросу.

В первых работах [40, 43, 44] угловые распределения нейтронов (без выделения скорости или энергии) измеряли по отношению направления движения осколков. Характерная черта лабораторного распределения — большой пик в направлении двух осколков. Рассмотрим кратко эксперимент Фрезера [40], который изучал деления U^{233} , U^{235} , Pu^{239} тепловыми нейтронами. В этом опыте коллимированные осколки деления анализировали по энергии в ионизационной камере с сеткой и совпадающие с ними мгновенные нейтроны детектировались в заданном направлении по протонам отдачи в ионизационной камере, наполненной метаном, с электронным собиранием. Соответствующей дискриминацией амплитуды импульсов можно исследовать угловую корреляцию нейтронов и осколков в двух случаях, когда регистрируются все или только легкие осколки. При этом угловые распределения нейтронов оказались различными. Вероятность испускания нейтронов имеет сильный пик в направлении движения осколков. Угловая корреляция, характеризуемая отношением $N(0^\circ)/N(90^\circ)$, увеличивается почти на 70%, когда регистрируются только легкие осколки. Фрезер согласовал наблюдаемое им угловое распределение с моделью изотропного испарения нейтронов в системе движущихся осколков, приняв дополнительно, что вероятность испускания нейтронов из легких оскол-

ков на 30 % больше, чем из тяжелых. Раманна и Рао [44] пришли к подобному же заключению. Однако более поздний повторный анализ данных обоих экспериментов, выполненный Милтоном [45] с использованием более точных данных об энергетическом спектре нейтронов в лабораторной системе координат, показал, что оба осколка испускают одинаковое число нейтронов в пределах 10 %. Любое заключение, основанное на относительной вероятности испускания нейтронов из осколков, является косвенным и весьма чувствительным к измерениям спектра энергии нейтронов (см. работу [36]). Капур и др. [46] вновь изучили испускание нейтронов из осколков деления U^{235} . Энергию нейтронов определяли методом времени пролета в совпадении с осколками, которые регистрировали ионизационной камерой. Угол вылета осколков относительно направления энергетического поля в камере связан с высотой импульса на сетке, находящейся между катодом и анодом. Это обстоятельство использовали для компиляции осколков. Энергии осколков определяли по амплитуде ионизационного импульса, возникающего на аноде. При этом регистрировался только один осколок, однако осколки классифицировали на две группы — легкую и тяжелую. В этом эксперименте был измерен лабораторный спектр испускания мгновенных нейтронов от легких и тяжелых осколков отдельно в направлении их движения и под многими другими углами. Результаты эксперимента следующие.

1. Энергетический спектр нейтронов, испускаемых легкими или тяжелыми осколками, может быть удовлетворительно описан в рамках модели испарения как сумма двух нормированных максвелловских распределений, причем параметры двух ядерных температур для легких осколков на 32 % выше, чем для тяжелых.

2. Испускается почти на 30 % больше нейтронов из легких осколков, чем из тяжелых.

3. Угловая корреляция вполне удовлетворительно согласуется с предположением об испарении нейтронов полностью ускоренными осколками; однако данные допускают существование небольшого вклада нейтронов (около 10 %), которые испускаются до разделения со средней энергией около 3,2 Мэв.

Скарсваг и Бергхейм [47] измеряли с помощью более стандартной методики направление вылета осколков. Их результаты согласуются с двумя последними обсуждавшимися выше заключениями. Но, с другой стороны, они не обнаружили ощутимой разницы в энергетическом спектре нейтронов, испускаемых легкими и тяжелыми осколками. Довольно полную информацию о характеристиках испускания нейтронов можно получить из корреляционного эксперимента, в котором скорости нейтронов и угловые распределения измеряли одновременно со скоростями двух осколков. Такой эксперимент привел бы к более ясному и полному решению проблемы углового распределения нейтронов в системе центра масс осколков. Рассмотрим исследование Баумана и др. [50].

В этом эксперименте скорости двух осколков спонтанного деления тонкого образца Cf^{252} измеряли методом времени пролета при пролетном расстоянии 100 см. Измерение скоростей обоих осколков

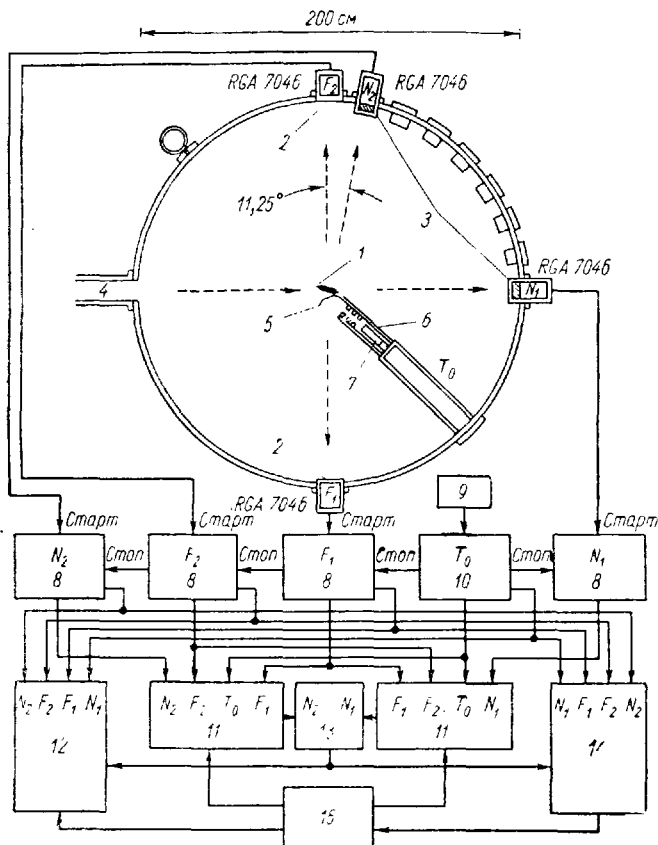


Рис. 9. Схема установки, использовавшейся в работе [50] для измерения угловых распределений и распределений скорости нейтронов при спонтанном делении Sr^{252} .

1 — источник Sr^{90} ; 2 — слой фосфора толщиной 0,25 мм; 3 — пластический сцинтиллятор 100×50 мм; 4 — вакуумная линия; 5 — фольга — эмиттер вторичных электронов; 6 — электростатическая линза; 7 — фотомножитель RCA-6810A с фосфором толщиной 5 мм; 8 — преобразователь время — амплитуда; 9 — линия задержки; 10 — схема отсчета нуля по времени пролета; 11 — 4-канальная схема совпадений; 12 — 400-канальный анализатор амплитудный; 13 — смеситель; 14 — четырехканальный накопитель и цифровой преобразователь; 15 — перфоратор.

позволяло определить их массу и энергии. Эту часть эксперимента выполняли с помощью аппаратуры, описанной в разд. 6.3. Нейтроны одновременно детектировались тонкими пластическими сцинтилляторами, которые располагали под разными углами по отношению к направлению осколков. Скорость нейтронов находили, изме-

рая время пролета. Экспериментальная установка состояла из стальной «бочки» радиусом 100 см, откачанной до 10^{-6} мм рт. ст. Образец Cf^{252} помещали в центр бака, а стоп-детекторы для осколков и нейтронов монтировали на поверхности (рис. 9).

Источник Cf^{252} интенсивностью $1,5 \cdot 10^6$ деление/мин нанесен на тонкую никелевую фольгу (90 мкг/см^2). Импульс, дающий начало отсчета времени (момента деления), вырабатывался вторичными электронами, которые возникали при прохождении осколков через тонкую никелевую фольгу, расположенную около источника. Электронные линзы ускоряли и фокусировали эти электроны на фосфор фотоумножителя. Два детектора осколков F_1 и F_2 располагали под углом 180° друг к другу. Положение одного нейтронного детектора N_1 , состоящего из 50-мм пластического сцинтиллятора и 127-мм фотоумножителя, может изменяться в диапазоне углов от $22,5$ до 90° через $11,25^\circ$. Нейтронный детектор N_2 во время всех измерений оставался неизменным (при $11,25^\circ$).

Большинство отсчетов состояло в детектировании одного нейтрона на совпадении с осколками, но возможна также регистрация двух нейтронов в совпадении с двумя осколками. Однако такие отсчеты являются редкими событиями. Время пролета, изменявшееся от 20 до 200 нсек, измеряли амплитудно-временным конвертером стандартного устройства, в котором время определялось количеством заряда, накапливающегося на конденсаторе в интервале между двумя импульсами — отметками времени (см. рис. 9). Четыре импульса, регистрирующие временную информацию от детекторов F_1 , F_2 , N_1 и N_2 , для каждого события фиксируются на бумажной ленте; затем эта информация записывается на магнитную ленту в форме, пригодной для непосредственного ввода в вычислительную машину, окончательно обрабатывающую данные. Всего было набрано около 10^6 событий.

Первая серия результатов вычислений была представлена в форме распределения $\rho(V, \theta)$, определяющего вероятность на один акт деления того, что нейтрон, испускаемый под углом ν по направлению разлета осколков, имеет скорость V в интервале dV и находится в пределах телесного угла $d\omega$ — $\rho(V, \theta) V^2 dV d\omega$. Значения V , θ и ω определены в лабораторной системе координат. В первом представлении данных осколки были разделены только на две группы — легкие и тяжелые. Некоторые результаты приведены на рис. 10. Мы видим, что характерные особенности распределения нейтронов при спонтанном делении Cf^{252} согласуются с картиной приблизительно изотропного испускания нейтронов двумя движущимися осколками. Линии постоянной вероятности имеют форму продолговатых овалов; это наводит на мысль, что нейтроны были испущены двумя источниками, движущимися в противоположных направлениях, со скоростью, сравнимой со скоростью осколков. Интенсивности испускания нейтронов в направлении легкого, тяжелого осколка и под прямым углом относятся примерно как 9 : 5 : 1 соответственно.

Однако более тщательное исследование показывает, что имеется небольшое расхождение с этой картиной. Оно выражается в избытке нейтронов, вылетающих под углом 90° по направлению разделения, а также в аномально высоком количестве нейтронов при двух углах—

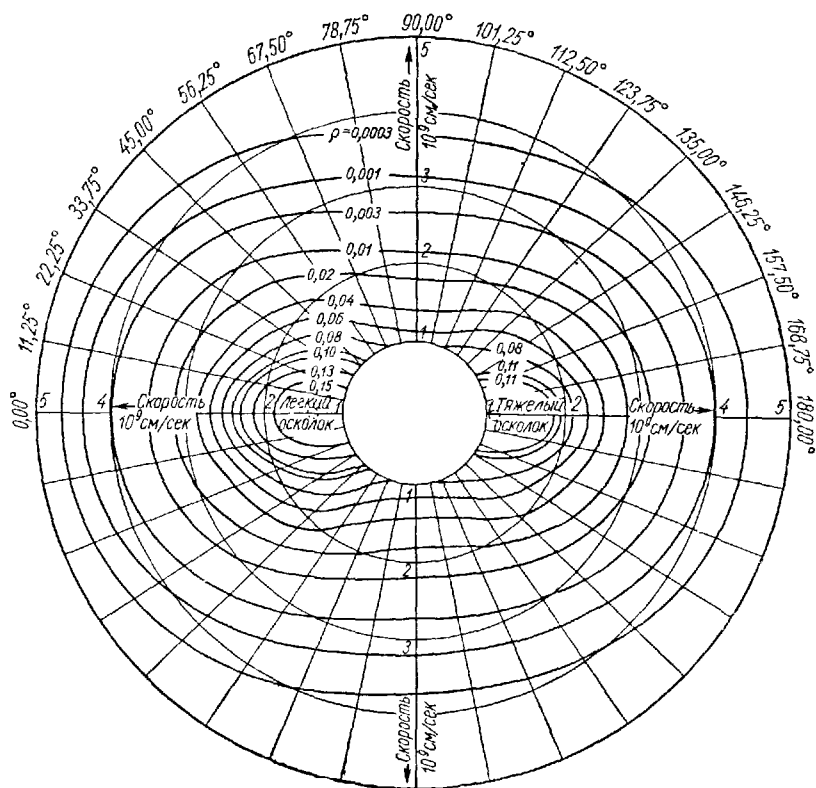


Рис. 10. Полярная контурная диаграмма зависимости распределения плотности нейтронной эмиссии от скорости нейтрона V и угла его вылета θ по отношению к направлению движения осколка [50]. Контурные кривые — линии равной плотности.

$11,25$ и $168,75^\circ$. Совершенно не доказано, что небольшие особенности при $11,25$ и $168,75^\circ$ не являются результатом систематических экспериментальных ошибок, и мы не будем рассматривать их в дальнейшем. Избыток нейтронов при 90° представляется вполне реальным эффектом, но мы перейдем к его обсуждению позже, после описания некоторых количественных результатов обработки экспериментальных данных.

Этот более детальный анализ состоял в описании данных о скорости нейтронов в пределах представлений об испарительном спектре

с параметрами, полученными подбором данных под экспериментальный спектр в системе центра масс осколка *. Теоретическое распределение нейтронов взято в аналитической форме

$$\Phi(\eta) \sim \frac{\eta}{T_i^2} e^{-\eta/T_i}. \quad (5)$$

Здесь η — энергия нейтронов в системе центра масс; T_i — температура; i — индекс, указывающий, что отдельные компоненты ха-

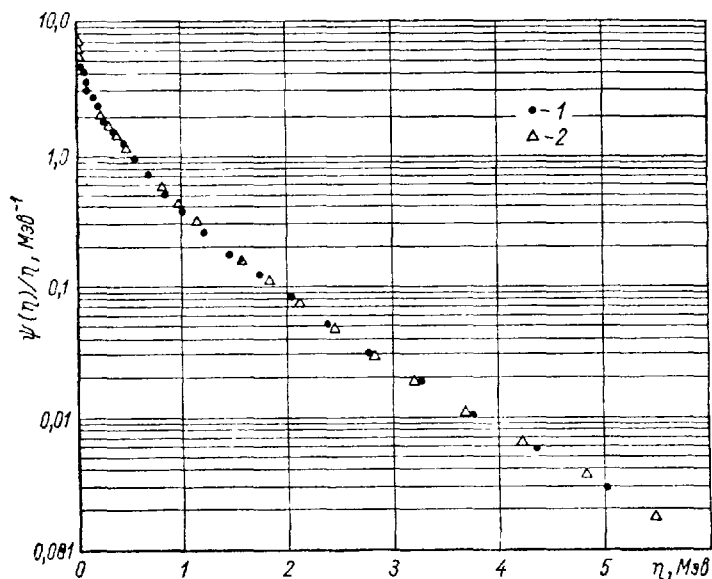


Рис. 11. Спектр нейтронов в системе центра масс $\Phi(\eta)$, деленный на η . Кривая для легких осколков смещена вниз на фактор 1,16, означающий отношение числа нейтронов, испускаемых всеми легкими и всеми тяжелыми осколками, в предположении, что все нейтроны испускаются движущимися осколками:

1 — нейтроны, испускаемые в направлении движения легких осколков; 2 — то же в направлении тяжелых осколков.

актеризуются различными величинами T , некоторым весовым фактором α_i . Набор параметров T_i и α_i может потребоваться, чтобы воспроизвести энергетическое распределение нейтронов во всем диапазоне измеренных скоростей. На практике оказалось, что достаточно ввести три компоненты. Экспериментальные данные, используемые для этого анализа, приведены на рис. 11. Спектры нейтронов из легких и тяжелых осколков найдены обработкой экспериментальной информации, полученной при вылете нейтронов под

* Анализ обсуждаемых данных, предпринятый в рамках статистической модели, дан Лингом [Nucl. Phys., 53, 113 (1964)].

углами 11,25 и 168,75°. Данные представлены в такой форме, чтобы спектр чистого испарения для фиксированного значения температуры описывался прямой линией. Наблюдаемый спектр требует включения суперпозиций нескольких компонент (5) с разными значениями температуры. Этот результат не является неожиданным, так как начальная энергия возбуждения при последовательной эмиссии нейтронов изменяется в широких пределах. Мы видим практическое совпадение энергетических спектров нейтронов из легких и тяжелых осколков, обнаруживаемых на протяжении почти четырех декад интенсивности. Эту тождественность спектров не так легко понять.

Таблица 2

Значения параметров, полученные при обработке экспериментальных данных о скорости нейтронов на рис. 11 с помощью метода наименьших квадратов по испарительной формуле

Способ описания	T_l , Мэв	Весовой фактор	$\langle T \rangle$, Мэв	σ_T , Мэв	A_2	L/v_H
Рассматриваются все точки; испускание изотропное	$\begin{Bmatrix} 0,9941 \\ 0,3729 \\ 0,0731 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 0,5720 \\ 0,4061 \\ 0,0219 \end{Bmatrix}$	0,7217	0,316	≈ 0	$1,16 \pm \pm 0,01$
Рассматриваются все точки; испускание по закону $1 + A_2 P_2(\cos \psi)$	$\begin{Bmatrix} 0,9906 \\ 0,3682 \\ 0,0699 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 0,5774 \\ 0,4020 \\ 0,0206 \end{Bmatrix}$	0,7214	0,316	$0,016 \pm \pm 0,012$	$0,16 \pm \pm 0,01$

В табл. 2 приведены параметры, пригодные для описания экспериментальных данных, полученных на рис. 11 с помощью трехкомпонентной суперпозиции испарительных спектров в форме (5). В первой строке приведены наилучшие параметры, полученные в предположении изотропного испускания нейтронов. Вторая строка воспроизводит результат описания данных в предположении, что угловое распределение нейтронов в системе центра масс описывается выражением

$$1 + A_2 P_2(\cos \psi),$$

где $P_2(\cos \psi)$ — полином Лежандра; A_2 — весовой параметр. Небольшая величина A_2 в этом случае показывает, что анизотропия или очень мала, или вообще отсутствует. В последней графе приведен отношение $\frac{v_L}{v_H}$, показывающее, что легкие осколки в среднем испускают нейтронов на 16% больше, чем тяжелые. Данные, представленные в табл. 1, показывают, что скорости и угловое распределение большинства нейтронов могут быть согласованы с предположением об эмиссии нейтронов из движущихся осколков. Сравнение экспериментальных данных для каждого лабораторного угла со значением, рассчитанным с учетом вклада легких и тяжелых

осколков, показывает, что только 90% нейтронов можно адекватно объяснить эмиссией нейтронов из движущихся осколков. При угле 90° наблюдали отклонения, которые наводят на мысль, что дополнительный источник нейтронов в лабораторной системе координат находится в состоянии покоя и дает вклад порядка нескольких процентов. Средняя энергия у этих нейтронов выше, чем у остальных.

Предположим, что эти нейтроны испускаются в момент разрыва или непосредственно перед тем, как осколки приобретают скорость. Такая гипотеза вполне разумна, так как быстрые нарушения, связанные с разрывом шейки в момент разделения и втягивания отростков осколков, вполне могут быть причиной испускания части нейтронов. Эта возможность была предсказана еще в 1939 г. в классической работе Бора и Уилера. Они предположили, что в процессе деления может произойти воспроизводство нейтронов. Поэтому следует обратить внимание на способ, которым масса жидкости нестабильной формы делится на две меньшие массы большей стабильности. Обнаружено, что мелкие капельки образуют в основном области, в которых происходит разрыв первоначальной поверхности. Хотя детальное динамическое описание процесса разделения для ядер более сложное, чем для жидкой массы, из модели жидкой капли ядра не следует, что неразумно предполагать в момент деления образование нейтронов из ядер по аналогии с возникновением капелек из жидкости.

Идентичность спектров нейтронов в системе центра масс легких и тяжелых осколков в сочетании с тем фактом, что легкие осколки на 16% больше испускают нейтронов, чем тяжелые, составляют одну из наиболее загадочных черт обсуждаемых экспериментальных данных*. Исходя из приведенного отношения v_L/v_H и величины энергии связи нейтронов, можно показать, что легкие осколки «горячее» на 30%. Эту оценку трудно согласовать с идентичностью спектров, приведенных на рис. 11. Авторы считали [50], что осколки разделены только на две группы — легкие и тяжелые. Можно провести более детальный анализ свойств нейтронов в зависимости от энергии и массы осколков деления, если воспользоваться более подробной экспериментальной информацией. Результаты такого исследования представлены в другой статье этих авторов [51].

Авторы работы [51] ни по степени асимметрии, ни по величине общей кинетической энергии, которая дает распределение нейтронов по скоростям и углу вылета, не выделили событий, которые нельзя было бы согласовать с моделью изотропного испарения из движущихся осколков, в пределах 10—20%. В частности, не нашли специально избранной области асимметрии и кинетической энергии, с которой можно было бы связать небольшое отклонение от модели изотропного испарения (10—20%). Отклонения от изотропного испа-

* Несмотря на то что это исследование показывает преимущественное испускание из легких осколков, нельзя считать, что справедливость этого результата доказана.

рения, которое могло быть значительным, если бы разрыв шейки, соединяющей осколки, происходил достаточно резко, по-видимому, малы.

Существование стандартного вида спектра скоростей нейтронов испарения было установлено еще более четко. Несмотря на зависимость числа испускаемых нейтронов от массы осколков, спектр

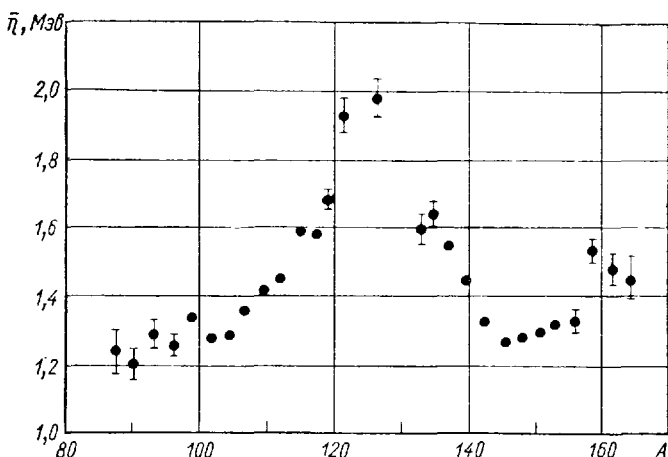


Рис. 12. Зависимость средней кинетической энергии нейтронов в системе центра масс от массы осколка, исправленная на аппаратное разрешение. Рассматривается случай спонтанного деления Cf^{252} [51].

скоростей нейтронов в пределах экспериментальных ошибок оказался одинаковым для разных масс осколков. Этот результат не получил объяснения. Можно было бы предположить, что вид спектра для нейтронов, испускаемых осколками с массой около 132, где среднее число нейтронов аномально низко, отличается от спектра для нейтронов, испускаемых осколками с массой около 120, где в среднем четыре нейтрона; однако в действительности наблюдается незначительная разница.

Ветстон [17] не только полностью подтвердил изменение числа нейтронов с массой осколков, которое было ранее установлено при спонтанном делении Cf^{252} , но и исследовал его более детально, причем специфический характер этой зависимости проявился резче. Не менее четырех нейтронов испускается в среднем из осколков с массой 120, тогда как осколки с массой около 135 и 95 испускают менее одного нейтрона. Эта зависимость, обнаруженная Бауманом и соавторами [51], близка к кривой, установленной более косвенным путем Терреллом. Зависимость числа нейтронов от массы осколка была установлена в работе [51] для различных величин общей выделяемой энергии. Пилообразная кривая проявлялась даже тогда, когда выделяемая кинетическая энергия была так

низка, что энергия возбуждения осколков составляла 40—50 *Мэв*. Данная структура не изменялась с увеличением энергии возбуждения, и распределение энергии между осколками в более симметричной области становится почти равномерным. Эти авторы нашли также среднюю кинетическую энергию нейтронов $\bar{\eta}$ в системе центра масс как функцию массы осколков (см. рис. 12). Используя эти значения и среднее число нейтронов, испускаемых на осколок, а также величины энергии связи нейтрона, они вычислили энергию возбуждения, уносимую нейтронами. Отметим, что, хотя зависимость энергии возбуждения от массы отдельных осколков имеет весьма выразительный характер, общее возбуждение для двух осколков почти постоянно, наблюдается только незначительный минимум в области наиболее вероятного способа деления.

7.6. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ МНОЖЕСТВЕННОСТИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Вероятность испускания любого заданного интегрального числа мгновенных нейтронов при делении можно вычислить из распределения энергии возбуждения осколков деления, если имеется достаточно точная информация. Личмен [52, 53] выполнил такие расчеты, используя простую теорию испарения нейтронов. Полученные им результаты хорошо согласуются с экспериментом. Личмен впервые вывел уравнение для массы и энергии деления

$$M_1'(A, \delta, Z) + E_n + B = M(A^L, \delta^L, Z^L) + \\ + M(A^H, \delta^H, Z^H) + E_K + E_X, \quad (6)$$

где M — атомная масса; A — массовое число; Z — заряд ядра; δ — четно-нечетный параметр; E_n — энергия падающих нейтронов; B — энергия связи нейтрона; E_K — общая кинетическая энергия осколков; E_X — общая энергия возбуждения осколков.

Массу делящихся ядер можно получить из результатов прямых измерений массы или небольшой экстраполяцией экспериментальных данных для других ядер. Массы первоначальных осколков определяют по эмпирической формуле. Личмен основывал свои оценки на компиляции данных Кориэлла [53]. Ради упрощения анализа он рассматривал только три массовых отношения $R_A = A^H/A^L$, где A^L и A^H — массовые числа легких и тяжелых осколков соответственно. При делении U^{235} нейтронами он выбрал отношения $R_A = 133/103$, $141/95$ и $149/89$. Значения наиболее вероятных зарядов Z^L и Z^H для каждого A^L и A^H не целые числа. Эти наиболее вероятные величины Z оценены в соответствии с правилом равного смещения зарядов, обсуждаемого в разд. 7.5.

При этих упрощениях можно вычислить сумму кинетической энергии и энергии возбуждения осколков $E_K + E_X$, усредняя ее по различным способам деления в соответствии с известным распределением отношения масс осколков. Затем вычислили распреде-

ления E_X с использованием экспериментально наблюдаемого распределения E_K . Заниженные данные, которые получили в экспериментах с ионизационной камерой (см. разд. 6.1), нельзя использовать без введения в них поправок на ионизационный дефект и аппаратную дисперсию. После введения этих поправок, соответствующей математической обработкой экспериментальных данных

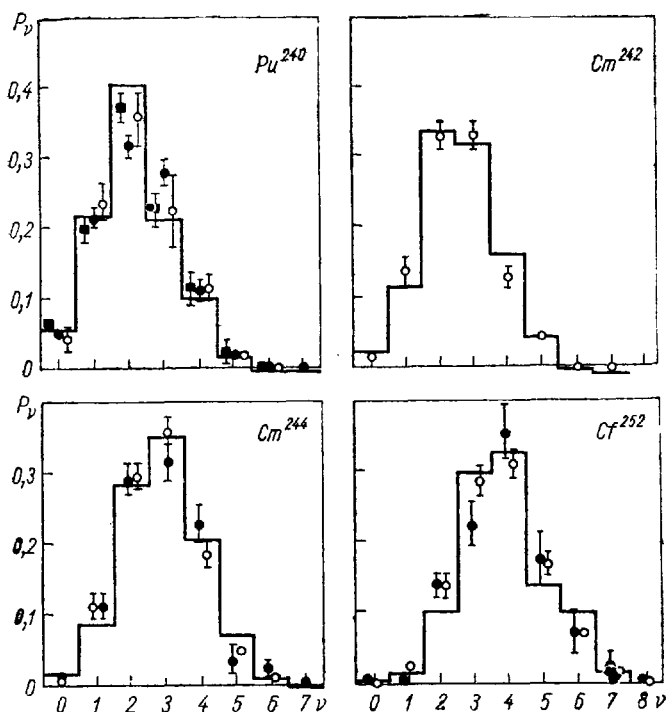


Рис. 13. Рассчитанные и экспериментально наблюдаемые вариации v для спонтанного деления:

○ — данные Хикса, Айза, Пайла [Phys. Rev., 101, 1016 (1956)];
 ● — данные работы [11]; ■ — данные по Pu^{240} из работы Гаммеля;
 Кенхарда Phys. Rev., 100, 190 (1955).

было сделано предположение о независимости и идентичности распределений E_X для легких и тяжелых осколков и получено распределение энергии возбуждения. Ширина этой кривой около 11 Мэв. Это значение хорошо согласуется с распределением энергии осколков Zr^{97} , измеренных Козном [54]. Отрицательные энергии возбуждения и соответствующие вероятности, хотя и не имеют физического смысла, но из рассмотрения не исключались и учитывались при вычислении вероятности испускания нуля нейтронов. Следующий этап — вычисление вероятности эмиссии нейтронов. Оно сводится к расчету испарения нейтронов и основывается на простой модели, предложенной Вейскопфом [55]. Для спектра

испарительных нейтронов используется выражение $N(E) \sim E e^{-E/T}$. Ядерная температура $T = 1,4 \text{ Мэв}$. В расчетах зависимости вероятности испускания нейтронов от энергии возбуждения осколков предполагалось, что нейтроны всегда испускаются, когда эмиссия их энергетически возможна. Значения энергии связи нейтронов деления, участвующие в этих вычислениях, оценивались в соответствии с поверхностью масс ядер, основанной на рекомендациях Кориэлла [53].

Эта комбинация данных о возбуждении и эмиссии нейтронов после соответствующего усреднения по выходу указанных типов деления позволяет вычислить распределение числа нейтронов деления. Расчеты выполнены для деления ядер под действием нейтронов и для спонтанного деления. Данные о $P(v)$ для нескольких спонтанно делящихся изотопов приведены на рис. 13. Согласие гистограмм (результаты расчетов Личмена) с экспериментальными точками вполне удовлетворительное. В соответствии с исходными предположениями этих вычислений испускание нейтронов исключает испускание γ -квантов при эмиссии нейтронов. После того как энергия возбуждения осколков снижается до энергии связи последнего нейтрона или более, остаточная энергия выделяется в виде γ -излучения. Таким образом, средняя энергия, уносимая в виде γ -излучения, вычисляется попутно как побочный продукт развитой теории. Эта величина составляет для U^{235} 4,6 Мэв на одно деление. Ее трудно согласовать с недавними измерениями полной энергии мгновенных γ -квантов. Результаты эксперимента примерно вдвое превосходят приведенную выше оценку (см. разд. 7.9). Наличие разницы не получило удовлетворительного объяснения. Милтон [56] предполагает, что в сильно деформированном состоянии ядер-осколков в момент разделения возможна конкуренция испускания γ -квантов и нейтронов.

Личмен и Казек [57] применили свою теорию испускания нейтронов в экспериментальных данных в корреляции числа нейтронов с энергией или скоростью обоих осколков деления (см. разд. 7.3). Они рассмотрели случай наиболее вероятного массового отношения при делении медленными нейтронами U^{235} и спонтанного деления Cf^{252} и для него вычислили $\bar{v}$ как функцию общей кинетической энергии. В обоих случаях зависимость $\bar{v}$ от E_K оказалась линейной. Результаты приведены в табл. 3. В случае Cf^{252} вычисленное значение $d\bar{v}/dE_K$ можно сравнить с экспериментальным значением $0,143 \pm 0,020 \text{ Мэв}^{-1}$, приведенным Стейном и Ветстоном (см. табл. 1 и обсуждения в разд. 7.3).

Метод вычислений вероятности испускания нейтронов по Личмену является довольно сложным. Террелл также анализировал корреляции различных экспериментальных данных о вероятности испускания нейтронов и получил их описание при помощи простого соотношения, использующего минимальное число параметров. Террелл предполагал, что:

Зависимость среднего числа нейтронов $\bar{\nu}$ от кинетической энергии осколков для наиболее вероятного способа деления согласно расчетам Личмена и Казека [57]; T — «температура» нейтронов

Делящаяся система	R/A	$T, \text{ Мэв}$	$d\bar{\nu}/dE_K, \text{ Мэв}^{-1}$
$\text{U}^{235} + \text{тепловой нейтрон}$	141/95	1,4	—0,121
	—	1,0	—0,130
	—	—	—0,116
Cf^{252}	145/107	1,4	—

1) нейтроны будут испускаться всякий раз, когда это энергетически возможно;

2) испускание нейтронов из любых осколков деления уменьшает возбуждение осколков на значение, которое почти постоянно и в среднем равно E_0 ;

3) распределение общей энергии возбуждения двух первичных осколков подчиняется гауссовскому закону со среднеквадратичным

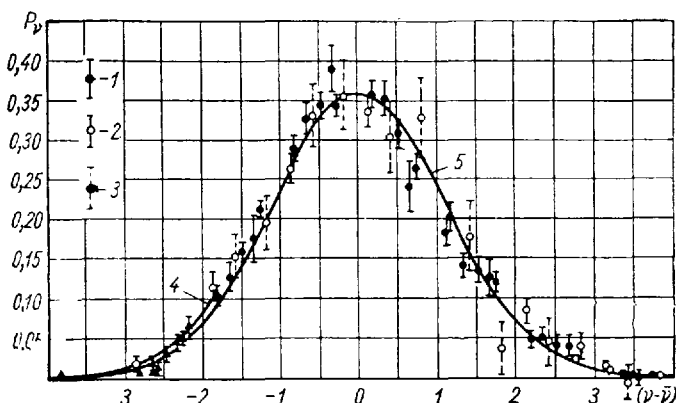


Рис. 14. Экспериментальные вероятности испускания данного числа нейтронов на акт деления согласно работам [60]:

1 — Pu^{240} ($\bar{\nu} = 2,257 \pm 0,045$), Pu^{239} ($\bar{\nu} = 2,33 \pm 0,08$); $\text{U}^{235} + n$ ($\bar{\nu} = 2,47 \pm 0,03$); Cm^{242} ($\bar{\nu} = 2,65 \pm 0,09$); Cm^{244} ($\bar{\nu} = 2,82 \pm 0,05$); 2 — Cf^{252} ($\bar{\nu} = 3,86 \pm 0,07$); 3 — Pu^{243} ($\bar{\nu} = 2,18 \pm 0,09$); $\text{U}^{235} + n$ ($\bar{\nu} = 2,585 \pm 0,062$); 4 — кривые для P_0 ; 5 — гауссовские распределения, предложенные Терреллом [59].

отклонением σE_0 от средней энергии возбуждения E ($E_0 \sim 7 \text{ Мэв}$, а $\sigma \approx 1$). Энергия возбуждения имеет гауссовское распределение и каждый испускаемый нейтрон уменьшает энергию возбуждения на испускание нейтронов и подчиняется закону Гаусса. Этот вывод существенно не зависит от отношения, в котором два осколка раз-

деляют суммарное возбуждение, и остается верным, если несколько нейтронов испускаются перед делением с таким же значением E_0 . Террелл установил связь:

$$\sum_0^{\nu} P_n = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{(\bar{\nu}-1/2+b)/\sigma} e^{-\frac{t^2}{2}} dt, \quad (7)$$

где P_n — поверхность наблюдения n нейтронов; $\bar{\nu}$ — среднее число нейтронов; σ — дисперсия распределения полной энергии возбуждения в единицах средней энергии E_0 , расходуемой при испускании одного нейтрона; b — малая константа, введенная для наилучшего согласования с опытом ($b < 10^{-2}$).

Это уравнение было применено ко всем экспериментальным данным о вероятности P_{ν} . Обнаружено, что практически вся совокупность данных хорошо описывается этим распределением с параметром $\sigma \approx 1,08$. Исключение составляет Cf^{252} , для которого $\sigma \approx 1,21 \pm \pm 0,01$. Соответствие полуэмпирической кривой экспериментальным данным показано на рис. 14 [59].

При $\sigma = 1,08$ и значении $E_0 = 6,7 \text{ Мэв}$ дисперсия распределения энергии возбуждения составляет $7,2 \text{ Мэв}$, а полная ширина на половине высоты — 17 Мэв . Соответствующие цифры для исключительного случая Cf^{252} ($\sigma = 1,21$) — $8,1$ и 19 Мэв . Эти величины хорошо согласуются с характеристиками распределения энергии возбуждения, полученными из экспериментальных данных о кинетической энергии осколков (см. гл. 6).

ЛИТЕРАТУРА

1. Leachman R. B. Paper P/2467, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958.
2. Smith A. B. Argonne Nat. Lab. Report ANL-5800, 2nd (не опубликовано), 1961.
3. Leachman R. B. Phys. Rev., **101**, 1005 (1956).
4. Terrell J. Phys. Rev., **108**, 783 (1957).
5. Бондаренко И. И. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Доклады советских ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 438.
6. Mather D. S. et al. Phys. Rev., **133**, B1403 (1964).
7. Hopkins J. C., Diven B. C. Nucl. Phys., **48**, 433 (1963).
8. Harvey J. A., Sanders J. F. Prog. Nucl. Energ., Ser. 1, **1**. Physics and Mathematics (N. Y. McGraw-Hill Book Co., 1956).
9. Fraser J. S. Phys. Rev., **88**, 536 (1952).
10. Reines et al. Rev. Scient. Instrum., **25**, 1061 (1954).
11. Diven et al. Phys. Rev., **101**, 1012 (1956).
12. Hicks et al. Phys. Rev., **105**, 1507 (1957).
13. Bowman H. R., Thompson S. G. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-5038, 1958; paper P/652 in the Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958.
14. Stein W. E., Whetstone C. L. Phys. Rev., **110**, 476 (1958).

15. Leachman R. B., Kazek C. S. Phys. Rev., **105**, 1511 (1957).
16. Fraser J. S., Milton J. C. D. Phys. Rev., **93**, 818 (1954).
17. Whetstone S. L. Jr. Phys. Rev., **114**, 581 (1959).
18. Valdimirskii V. V. Sov. Phys., **5**, 673 (1957).
19. Halpern I. Ann. Rev. Nucl. Sci., **9**, 245 (1959).
20. Апалин В. Ф. и др. «Атомная энергия», **8**, 15 (1960); Nucl. Phys., **38**, 193 (1962); Nucl. Phys., **41**, 92 (1963).
21. Vandenbosch R. Nucl. Phys., **46**, 129 (1963).
22. Stelson P. H., McGowan F. K. Phys. Rev., **110**, 489 (1958).
23. Milton J. C. D., Swiatecki W. (Не опубликовано), 1962.
24. Fong P. Phys. Rev. Lett., **11**, 375 (1963).
25. Nereson N. Phys. Rev., **85**, 600 (1952); Phys. Rev., **88**, 823—4 (1952).
26. Bonner, Ferrell, Rinehart. Phys. Rev., **87**, 1032 (1952).
27. Hill D. L. Phys. Rev., **87**, 1034 (1952).
28. Watt B. E. Phys. Rev., **87**, 1037 (1952).
29. Leachman R. B. in Paper P/592, Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, United Nations, N.Y. (1956).
30. Cranberg L. et al. Phys. Rev., **103**, 662 (1956).
31. Mukhin K. N., Barkov L. M., Gerasimova. See B. G. Erozhimsky, in Physics of Nuclear Fission, transl. of Suppl. 1, Atomnaya Energiya, Pergamon Press, London, 1958.
32. Nicodemus D. B., Staub H. H. Phys. Rev., **89**, 1288 (1953).
33. Кранберг Л. В. кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955».
34. Smith A. B. et al. Phys. Rev., **114**, 1351 (1959).
35. Frys et al. Los Alamos, report, LA-1670, May 1954; Cranberg L., Nereson N. Los Alamos, report LA-1916, May 1955.
36. Terrell J. Phys. Rev., **113**, 527 (1959); Phys. Rev., **127**, 880 (1962).
37. Hjalmar E., Slätis H., Thompson S. G. Phys. Rev., **100**, 1542 (1955).
38. Smith A. B. et al. Phys. Rev., **108**, 411 (1957).
39. Weisskopf V. F. Phys. Rev., **52**, 295 (1937); Blatt J. M., Weisskopf V. F. Theor. Nucl. Phys. (N.Y. John Wiley and Sons, Inc., 1952), p. 365.
40. Fraser J. S. Phys. Rev., **88**, 536 (1952).
41. Milton J. C. D. (Не опубликовано).
42. Smith A. B. Phys. Rev., **108**, 411 (1957).
43. Wilson R. R. Phys. Rev., **72**, 189 (1947).
44. Ramanna R., Rama Rao P. N. Paper P/1633, p. 361, Proceedings of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva, 1958.
45. Milton J. C. D., Fraser J. S. (Частное сообщение).
46. Kapoor S. S., Ramanna R., Rama Rao P. N. Phys. Rev., **131**, 283 (1963); Nucl. Phys., **25**, 136 (1961).
47. Skarsvag K., Bergheim K. Nucl. Phys., **45**, 72 (1963).
48. Smith A. et al. Bull. Amer. Phys. Soc., II, **4**, 31 (1959).
49. Fraser J. S., Milton J. C. D. Chalk River (не опубликовано).
50. Bowman H. R. et al. Phys. Rev., **126**, 2120 (1962).
51. Bowman H. R. et al. Phys. Rev., **129**, 2133 (1963).
52. Leachman R. B. Phys. Rev., **101**, 1005 (1956).
53. Coryell C. D. Ann. Revs. Nucl. Sci., **2**, 305 (1953).
54. Cohen B. L. Phys. Rev., **104**, 1046 (1956).
55. Blatt J. M., Weisskopf V. F. Theoretical Nuclear Physics (N.Y. John Wiley & Sons, 1952).
56. Milton J. C. D. Chalk River Laboratory Report, CRI-642-A, (не опубликовано), 1956.
57. Leachman R. B., Jr., Kazek C. S. Phys. Rev., **105**, 7511 (1957).
58. Stein W. E., Whetstone S. L. Phys. Rev., **110**, 476 (1958).
59. Terrell J. Phys. Rev., **108**, 783 (1957).

ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ НЕЙТРОНЫ ДЕЛЕНИЯ

8.1. ВВЕДЕНИЕ И ОБЗОР РАННИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

При делении U^{235} или другого тяжелого ядра наблюдают нейтронную радиоактивность. Полное число этих запаздывающих нейтронов составляет около 1% мгновенных. Запаздывающие нейтроны в действительности испускаются мгновенно из сильно возбужденных ядер, образующихся в результате β -распада предшественника, время жизни которого определяет интенсивность испускания нейтронов. При химическом разделении продуктов деления нейтронная радиоактивность химически выделяется с предшественником.

Запаздывающие нейтроны играют важную роль в управлении реакторами, и это стимулировало широкое изучение их выходов и других характеристик. Исследования проводили по двум направлениям. Наиболее детально изучали выходы запаздывающих нейтронов из активированных образцов делящихся материалов, не подвергавшихся химической обработке; затем химически обрабатывали продукты деления сразу после облучения и идентификации периодов запаздывающих нейтронов из отдельных химических фракций.

Исследованию запаздывающих нейтронов посвящены обзоры [1—4].

Менее чем через месяц после открытия деления в 1939 г. Энрико Ферми [5] предположил, что запаздывающие нейтроны могут испускаться из осколков деления после того, как последние испытывают один или больше β -распадов. Это предположение было подтверждено теорией деления Бора и Уилера [6] и Френкеля [7]. На основе теории показано, что в определенных случаях энергия, выделяемая при β -распаде, может превышать энергию связи нейтрона в дочернем ядре. При этих условиях запаздывающий нейтрон испускается с периодом, равным периоду предыдущего β -излучателя в результате процесса, схематически изображенного на рис. 1.

Роль запаздывающих нейтронов в управлении цепной ядерной реакцией была впервые отмечена Я. Б. Зельдовичем и Ю. Б. Харитоном [8]. Более чем за год до получения первой самоподдерживающейся цепной ядерной реакции Ферми [9] независимо указал на важность запаздывающих нейтронов для контроля цепной реакции. Когда коэффициент размножения K немного больше единицы, влияние запаздывающих нейтронов приводит к уменьшению роста числа нейтронов (примерно в 150 раз) по сравнению с мгновенным выделением нейтронов. Это значительно упрощает проблему контроля цепной реакции. Следовательно, знание влияния запаздывающих нейтронов имеет огромное значение для конструкции реактора.

Первые сведения об эмиссии запаздывающих нейтронов были опубликованы в работе [10]. Время жизни этих нейтронов состав-

ляло $12,5 \pm 3$ сек, их можно было принять за фотонейтроны, производимые γ -квантами осколков деления или испускаемые непосредственно продуктами деления. Последующие измерения выходов [11] исключили первую возможность; через два месяца Бор и Уилер [6] выдвинули гипотезу механизма испускания запаздывающих нейтронов. Вскоре, следуя ей, некоторые авторы обнаруживали большие периоды запаздывающих нейтронов, в работе [12]

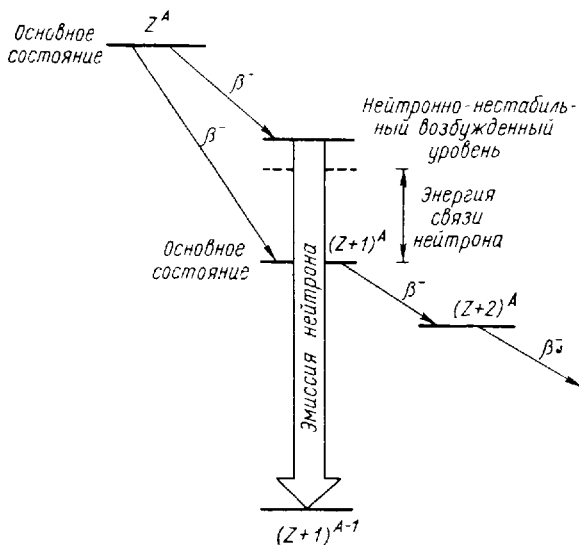


Рис. 1. Схема механизма испускания медленного нейтрона. В результате β -распада возбужденного состояния уровни дочернего ядра могут оказаться лежащими выше энергии связи нейтрона. β -Распад в основное состояние не приводит к эмиссии нейтрона.

найдено два периода: 45 и 10—15 сек с полным выходом 0,02 запаздывающих нейтрона на деление; в работе [13] не наблюдали заметных выходов периодов между 10^{-3} и 10^{-1} сек; в работе [14] даны два периода: 12,3 и 0,1—0,3 сек. Самые ранние детальные исследования запаздывающих нейтронов при делении U^{235} были проведены в 1942 г. Снеллом с сотрудниками [15]. Они использовали счетчик, наполненный BF_3 и окруженный парафином, для детектирования запаздывающих нейтронов из ~ 270 -см блока U_3O_8 , бомбардируемого $Be + d$ нейтронами. В интервале от 0,4 до 56 сек обнаружили пять периодов запаздывающих нейтронов. Два самых длинных периода относятся к β -активности Vr^{87} и I^{137} , предшественников Kr^{87} и He^{137} , испускающих запаздывающие нейтроны. Редман и Саксон [16] впервые изучали запаздывающие нейтроны, используя ядерный реактор — аргонскую графитовую сборку.

Полученные результаты Снелла с сотрудниками и Редмана и Саксона расходятся только для коротких периодов.

В 1945 г. Юз с сотрудниками [17] изучали запаздывающие нейтроны при делении U^{235} . Они использовали тяжело-водный аргонский реактор с большим потоком нейтронов [$\sim 10^{11}$ нейтрон/(см²·сек) в центре] и систему быстрого переноса образцов (что улучшало возможности исследования коротких периодов). Спад запаздывающих нейтронов из облученного образца U^{235} (обогащение по U^{235} около 89%) записывали на электрокардиографическую ленту и анализировали графически. Полученные результаты (шесть периодов) приведены в табл. 1, служат стандартом для сравнения с последующими исследованиями запаздывающих нейтронов при делении U^{235} и других делящихся изотопов. В работе [18] использовали короткие вспышки мгновенных нейтронов от сборки для исследования коротких периодов запаздывающих нейтронов от U^{235} . Результаты по пяти периодам согласуются с данными Юза и др., короткий, шестой период, с временем жизни 4 мсек и выходом около 2% полного выхода запаздывающих нейтронов. Последующие исследования показали, что этот период можно объяснить рассеянием нейтронов назад в сборку от стен и пола помещения.

Т а б л и ц а 1

Периоды и выходы запаздывающих нейтронов при делении U^{235} [17]

Группа	Период, сек	Относительный выход	Группа	Период, сек	Относительный выход
1	$55,6 \pm 0,2$	$0,034 \pm 0,009$	4	$1,52 \pm 0,05$	$0,319 \pm 0,017$
2	$22,0 \pm 0,2$	$0,220 \pm 0,023$	5	$0,43 \pm 0,05$	$0,112 \pm 0,011$
3	$4,51 \pm 0,1$	$0,282 \pm 0,017$	6	$0,05 \pm 0,05$	0,033

Приведенные в табл. 1 шесть периодов объясняют все запаздывающие нейтроны при делении U^{235} , хотя, как мы увидим ниже, некоторые из них являются сложной смесью активностей с близкими периодами. Те же самые периоды с другими величинами выходов объясняют запаздывающие нейтроны при делении других тяжелых изотопов.

Теперь перейдем к рассмотрению периодов короче или длиннее уже известных. Впервые очень короткие периоды исследовали Гиббсон и Томсон [13] с модулированными (d, d)-нейтронами, бомбардировавшими образец U_3O_8 . Как уже отмечалось, они не нашли заметных выходов периодов между 10^{-3} и 10^{-1} сек. В Аргоннской национальной лаборатории обнаружен новый короткий период 50 мсек с выходом 0,033% (см. табл. 1). Периоды, расположенные между 1 и 50 мсек, не найдены. Короткие периоды изучали с заслонкой тепловых нейтронов («гильотина») для получения коротких вспышек. В работе [18] обсуждается короткий период ($t_{1/2} \sim 4$ мсек).

Бролли и др. [19], используя мигающий циклотрон, не нашли активности продуктов деления U^{235} с периодом короче чем 0,43 сек. Используя критическую сборку из U^{235} с бетатроном на 11 Мэв, Бендт и Скотт [20] нашли группу запаздывающих нейтронов с периодом 150 ± 41 мсек и выходом $2,7 \pm 0,7\%$. Более короткие периоды не найдены. Авторы выдвигали гипотезу, что эта группа запаздывающих нейтронов следует за распадом Li^9 , образующегося как легкий осколок при тройном делении.

Полный выход запаздывающих нейтронов по отношению к мгновенным равен 0,00755. Однако Кук [21] нашел, что Be^7 возникает примерно один раз на 10^7 делений; подобный же верхний предел выхода Be^{10} установлен в работе [22]. Следовательно, вряд ли Li^9 был «виновником» обнаруженного периода.

Используя современные реакторы, имеющие высокие потоки нейтронов, можно исследовать периоды запаздывающих нейтронов продолжительностью 1 мин и больше с низкими выходами. Каких-либо периодов длиннее 55 сек не обнаружено. Одной из экспериментальных трудностей, возникающих при обнаружении таких периодов, является то, что жесткие γ -кванты продуктов деления могут дать ложный период, обусловленный нейтронами от фоторасщепления дейтерия в замедлителе или в детекторе нейтронов.

8.2. НОВЕЙШИЕ ДАННЫЕ О ПЕРИОДАХ И ВЫХОДАХ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

В работах [1—4] дан полный обзор всех измерений периодов и выходов запаздывающих нейтронов при делении U^{235} и некоторых других изотопов, вплоть до 1956 г. Рассмотрим здесь только работу [23], так как она более полна, чем другие [24].

Для получения высокого потока нейтронов в образце делящегося материала, помещенного внутрь системы с цепной реакцией, использовали металлическую сборку из U^{235} «Годива» (Лос-Аламос) [25]. Образцы можно было облучать короткими сгустками нейтронов («мгновенная экспозиция») или длительное время («бесконечная экспозиция»), чтобы усилить короткоживущую или долгоживущую компоненту соответственно в кривой спада нейтронов. Пневматическая система быстро транспортировала образец делящегося материала из сборки к хорошо защищенному счетчику нейтронов. Спад интенсивности запаздывающих нейтронов регистрировали с помощью многоканального анализатора с временной задержкой, имеющей ширину каналов 0,001, 0,01, 0,1 и 10 сек, следующие в автоматической последовательности. Число каналов каждой ширины переменное, это позволяло выбирать наиболее подходящее распределение ширины каналов для данной кривой затухания. Полученные сложные кривые затухания трудно изобразить графически. Авторы провели анализ данных по методу наименьших квадратов с помощью вычислительной машины IBM-704. Три самых длинных периода τ_1 , τ_2 , τ_3 и отношения их выходов рассчитаны из данных

при бесконечном облучении, результаты для четырех более коротких периодов получены из данных при мгновенном облучении. Шесть рассчитанных таким образом относительных выходов нормированы затем к единице, чтобы получить долю запаздывающих нейтронов в каждой группе. Если нужны измерения полного выхода, то число актов деления в источнике определялось радиохимическим выделением Mo^{99} из облучаемого образца. Спектр в центре «Годивы» (для облучения быстрыми нейтронами) является слегка искаженным спектром нейтронов деления. Для изучения запаздывающих нейтронов при делении тепловыми нейтронами «тепловой» спектр получили внутри 203-мм куба из полиэтилена, обложенного кадмием и смонтированного вблизи «Годивы».

Абсолютные полные выходы запаздывающих нейтронов на деление U^{235} , U^{233} , Pu^{239} , U^{238} , Th^{232} быстрыми нейтронами и U^{233} , U^{235} , Pu^{239} , Pu^{241} тепловыми нейтронами приведены в табл. 2. Во всех случаях результаты полностью описываются шестью периодами, хотя имеются небольшие различия в величинах периодов от одного изотопа к другому. Различия относительных и абсолютных выходов для различных делящихся ядер разумно объясняются на основе сдвига массового и зарядового распределения продуктов деления.

Т а б л и ц а 2

Абсолютные выходы запаздывающих нейтронов

Делящееся ядро	Абсолютные выходы (запаздывающие нейтроны/деление для чистого изотопа)	
	деление быстрыми нейтронами	деление тепловыми нейтронами
Pu^{239}	$0,0063 \pm 0,0003$	$0,0061 \pm 0,0003$
U^{233}	$0,0070 \pm 0,0004$	$0,0066 \pm 0,0003$
Pu^{240}	$0,0088 \pm 0,0006$	—
U^{235}	$0,0165 \pm 0,0005$	$0,0158 \pm 0,0005$
U^{238}	$0,0412 \pm 0,0017$	—
Th^{232}	$0,0496 \pm 0,0020$	—
Pu^{241}	—	$0,0154 \pm 0,015$

Данные из работы Кипина и др. [Phys. Rev., 123, 1735 (1961)] за исключением данных для Pu^{241} .

Различия в периодах, полученных в этой работе по сравнению с данными Юза и др. (см. табл. 1), возникли главным образом вследствие: 1) различного числа результатов в критическом временном интервале от 5 до 50 сек; 2) различных методов анализа, именно использования метода наименьших квадратов вместо более субъективного графического метода разложения на экспоненты.

Сначала предполагали, что шесть периодов запаздывающих нейтронов, которые постоянно обнаруживаются при изучении радио-

активности продуктов деления различных ядер, должны быть связаны с шестью β -активными изотопами, период которых равен величинам, получаемым из анализа кривой затухания. Однако радиохимические исследования, описанные в следующем разделе, показывают, что периоды 22,6 и 2 сек являются сложными и каждый содержит по крайней мере один предшественник — бром и один иод. Весьма вероятно, что периоды 0,5 и 0,2 сек также сложные.

Кокс и др. [26] исследовали запаздывающие нейтроны при спонтанном делении Cf^{252} . Источник Cf^{252} интенсивностью $3,76 \cdot 10^6$ деление/мин был нанесен на платиновую подложку. Стальной диск помещали на расстоянии 0,5 мм от этого источника, чтобы захватывать осколки деления, вылетающие из источника. Спустя определенное время собирания пневматическое устройство переносило ловушку осколков в центр системы, регистрирующей нейтроны, и скорость испускания нейтронов измеряли, пока активность коллектора не спадала до пренебрежимой величины. Этот процесс повторяли много раз и время собирания измеряли в широком интервале, чтобы усилить тот или иной излучатель запаздывающих нейтронов. Результаты приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

Периоды запаздывающих нейтронов при спонтанном делении Cf^{252} [26]

Индекс группы	Период, сек	Относительный выход, %	Абсолютный выход, %	Предполагаемые предшественники
1	$20,0 \pm 0,5$	$0,255 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,01$	$^{137}\text{Xe? Cs? Te? Sb?}$
2	$2,0 \pm 0,4$	$0,338 \pm 0,46$	$0,29 \pm 0,04$	$^{139}\text{Xe? Cs? Te? Sb?}$
3	$0,5 \pm 0,4$	$0,407 \pm 0,12$	$0,35 \pm 0,1$	$^{140}\text{Cs? Xe?}$
		Всего:	$0,86 \pm 0,1$	

Заметную разницу между данными, приведенными в табл. 3 и 1, можно объяснить различием распределений осколков деления Cf^{252} и U^{235} . Тяжелые осколки имеют весьма похожие массовое и зарядовое распределения, так что такие предшественники, как иод, должны существовать в обоих случаях. С другой стороны, распределение легких осколков Cf^{252} смещено в область тяжелых масс, где теоретически нельзя ожидать предшественников запаздывающих нейтронов. Следовательно, Br^{87} и Br^{88} , которые дают вклад при делении U^{235} , отсутствуют при делении Cf^{252} .

В работе [27] опубликованы данные по выходам запаздывающих нейтронов при фотоделении U^{238} и Th^{232} тормозным γ -излучением с энергией 22 Мэв.

Энергии групп запаздывающих нейтронов приведены в работах [11, 17, 20—23]. Некоторые из результатов приведены в табл. 4.

Таблица 4

**Средняя энергия (кэв) групп запаздывающих нейтронов
для U^{235} , полученная различными авторами**

Индекс группы	$T_{1/2}$, сек	[17]	[28]	[29]
1	54	250 ± 60	300 ± 60	250 ± 20
2	22	560 ± 60	670 ± 60	460 ± 10
3	5,9	430 ± 60	650 ± 100	405 ± 20
4	2,2	620 ± 60	910 ± 90	450 ± 20
5	0,46	420 ± 60	400 ± 70	—
6	0,13	—	—	—

8.3. РАДИОХИМИЧЕСКАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПРЕДШЕСТВЕННИКОВ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ *

Радиохимические исследования доказали, что по крайней мере три из шести периодов запаздывающих нейтронов сложные. Из работ, приводимых ниже, следует, что имеется одиннадцать отдельных активностей, дающих вклад в кривую спада интенсивности запаздывающих нейтронов, а также другие активности. В табл. 5

Таблица 5

Предшественники запаздывающих нейтронов

$T_{1/2}$, сек	Идентифицированный предшественник	Дополнительно предсказываемые предшественники [4]
54	56,1 сек $B\Gamma^{87}$	
22	24,2 сек I^{137}	
	плюс	
	16,3 сек $B\Gamma^{88}$	
5—6*	4,5 сек $B\Gamma^{89?}$	$B\Gamma^{90}$
	плюс	
	5,6 сек I^{138}	
	плюс	
	~6 сек $Rb^{92-93(?)}$	
	1,6 сек $B\Gamma^{90(?)}$	$B\Gamma^{90}$, $B\Gamma^{91-93}$, Cs^{144}
	плюс	
	2,7 сек I^{139}	
	плюс	
	~1,5 сек $K\Gamma^{92}-K\Gamma^{94}$	
~0,5	—	I^{140} , $K\Gamma^{93}$, $B\Gamma^{92}$
0,18	—	$B\Gamma^{93}$, $As^{87(86)}$, $Rb^{97(96)}$

* Этот период часто дается как 4,5 сек (см. табл. 1). Расхождение объясняется трудностями разложения многокомпонентной кривой затухания.

суммированы предшественники запаздывающих нейтронов. Исследования, на основе которых проведена идентификация, описаны ниже.

* Предшественником запаздывающих нейтронов называется продукт деления, в результате β -распада которого образуется излучатель запаздывающих нейтронов в возбужденном состоянии.

установить уровни излучателя нейтронов K^{87} при энергиях $\gg 5,4 \text{ Мэв}$.

В работе [37] сообщено, что Br^{86} имеет время жизни $54 \pm 2 \text{ сек}$ и энергию β -распада $7,1 \text{ Мэв}$. В связи с этим возник вопрос, не может ли Br^{86} дать вклад в период 54 сек . В работе [38] показано, что верхний предел вклада за счет Br^{86} составляет не более 5%.

В работе [39] среди продуктов деления изотопов брома идентифицирован период $16,3 \pm 0,3 \text{ сек}$ и приписан предшественнику Br^{88} . Это была первая идентификация предшественника нечетно-нечетного типа. Активность с периодом $16,3 \text{ сек}$ дает вклад в период запаздывающих нейтронов 22 сек , но в меньшей степени, чем I^{137} с периодом 24 сек . Например, в работе [23] не смогли выделить период 15 сек из общей кривой. Результаты Кокса и др. [26] по измерению периодов запаздывающих нейтронов при спонтанном делении Cf^{252} (см. табл. 3) показывают, что возможен дополнительный вклад в группу с периодом 22 сек . При делении Cf^{252} изотоп брома не дает вклада и можно ожидать, что I^{137} с периодом 24 сек будет полностью преобладать. Однако измеренный период равен $20 \pm 0,5 \text{ сек}$ вместо 24 сек ; следовательно, в группу Cf^{252} с периодом 20 сек должен давать вклад один или больше идентифицированных предшественников среди тяжелых осколков; такие неизвестные предшественники могут также быть и при делении U^{235} .

8.3.2. Период 5—6 сек

Предшественник третьей группы запаздывающих нейтронов (период $\sim 6 \text{ сек}$), как было показано в работе [35], по химическим свойствам близок к бром и имеет массу в интервале 89—91. Попытки измерить время жизни Br^{89} и Br^{91} радиохимически — экстрагированием дочерней активности Sr , не увенчались успехом вследствие чрезвычайно низкой скорости счета [35].

Из-за трудностей радиохимической идентификации периодов 6 сек и короче Шугерман [40] попытался наложить некоторые ограничения на возможный выбор массового числа и элемента с помощью метода отдачи. В некоторых работах (см. разд. 6.4) показано регулярное изменение пробегов с массой осколков деления, пробег уменьшается, когда масса возрастает, как показано на рис. 1. Поэтому массовое число продукта деления можно оценить, измеряя пробег и сравнивая с пробегами продуктов деления известной массы. Шугерман [40] измерил величины активностей с периодами 4,5 и 1,5 сек от продуктов деления, прошедших через алюминиевые фольги различной толщины. Затем он использовал пробеги продуктов деления, дающих активности с периодами 55,6 и 22 сек в качестве стандарта для расчета величин неизвестных пробегов. Он установил, что продукты деления, ответственные за активности с периодами 4,5 и 1,5 сек, имеют массовые числа 90 ± 10 и 129 ± 5 соответственно. Зная особенности массовой кривой, пробеги продуктов деления можно, далее, привести к массам 86—91 и 129—135. Используя

это обстоятельство, Шугерман показал, что активность с периодом 4,5 сек сопровождается активность Br^{87} с периодом 55,6 сек при радиохимическом процессе, характерном для брома. Это указывает на идентичность продуктов, дающих вклад в группу запаздывающих нейтронов с периодом 4—6 сек для брома, имеющего массовое число от 86 до 91. На основании полученных данных можно считать, что это Br^{89} .

Перлоу и Стини [41] подтвердили существование брома — предшественника запаздывающих нейтронов с периодом $4,4 \pm 0,5$ сек. Они нашли также активность иода, который испускает нейтроны с периодом $6,3 \pm 0,7$ сек, и приписали ее I^{138} , имеющему, как известно из других исследований, период 5,9 сек. Эти авторы нашли также предшественник — рубидий с периодом 6 мин. Они отнесли его к Rb^{92} или Rb^{93} , основываясь на известных временах жизни [42].

8.3.3 Период 2 сек

Перлоу и Стини [41, 42] изучили нейтронную радиоактивность фракций брома, иода и благородных газов, быстро выделенных после облучения нейтронами образца U^{235} , и нашли периоды: $1,6 \pm 0,6$ сек для фракции брома, $2,0 \pm 0,5$ для иода и $\sim 1,5$ сек для фракций благородного газа. Активность брома предположительно приписывается Br^{90} , иода — I^{139} , времена жизни которых, определенные радиохимически [35], равны 2,7 сек. Активность благородного газа приписывается Kr^{92} — Kr^{94} , его вклад составляет около 0,5% полного выхода запаздывающих нейтронов из U^{235} .

8.3.4. Периоды 0,5 и 0,2 сек

Предшественники этих групп запаздывающих нейтронов не установлены из-за сложности проведения эксперимента. Некоторые данные, полученные Кипином, приведены в табл. 5.

8.4. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ В МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК

Из массового уравнения Бора — Уилера ясно, что β -излучатели, достаточно далекие от линии стабильности, могут иметь такую энергию β -распада, что станет возможным испускание нейтрона с возбужденного уровня дочернего ядра. Однако из этого массового уравнения невозможно получить наблюдаемые при делении предшественники запаздывающих нейтронов. Модель оболочек может помочь установить предшественников посредством рассмотрения резкого падения энергий связи нейтронов на границах оболочек. При определении имеют значение оболочки 50 и 82 нейтронов, так как только они появляются в области заметных выходов осколков.

Сначала считали, что предшественники запаздывающих нейтронов должны иметь одну или несколько пар нейтронов вне замк-

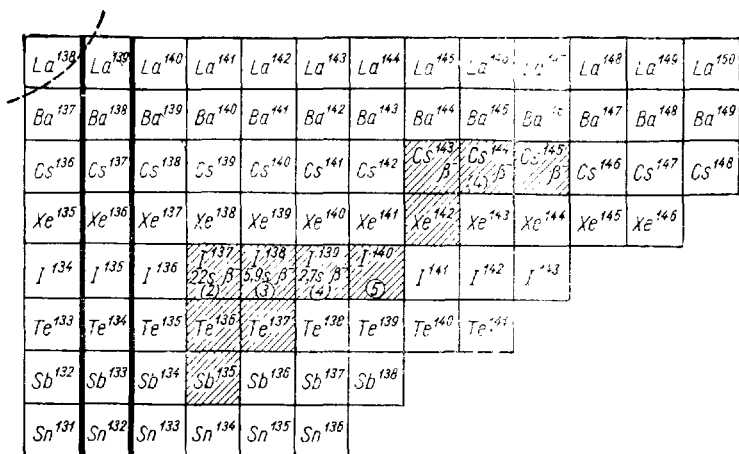
нутой оболочки; что такие изотопы посредством β -распада образуют возбужденные состояния изотопов с нечетным числом нейтронов, которые вследствие особенно низкой энергии связи последнего нейтрона будут обладать большой вероятностью его эмиссии. Известные активности $^{52}\text{Br}^{87}$, $^{(54)}_{35}\text{Br}^{(89)}$, $^{84}_{53}\text{I}^{137}$, $^{86}_{53}\text{I}^{139}$ не противоречат этому. Однако следует отчетливо представлять*, что условие $(E_\beta - B_n) > 0$ является реальным критерием эмиссии запаздывающих нейтронов и что нечетно-нечетные ядра с числом нейтронов, слегка превышающим число нейтронов оболочки, следует рассматривать как равновероятные кандидаты в предшественники, так как энергия β -распада нечетно-нечетных ядер больше, чем нечетно-четных. Поэтому неудивительно, что нечетно-нечетные ядра Br^{88} и I^{138} также были идентифицированы среди нейтронно-активных продуктов деления.

Паппас [43] и Кипин [44] независимо провели полутеоретический анализ идентичности выходов предшественников запаздывающих нейтронов. Если рассматривается конкретное делящееся ядро, то такой анализ можно начать, выписывая все продукты деления, времена жизни которых в пределах экспериментальных ошибок равны измеренным периодам запаздывающих нейтронов. Затем из известных кривых массового и зарядового распределения можно оценить кумулятивный выход всех возможных кандидатов. Следующая ступень — расчет вероятности испускания нейтрона, которая характеризует конкуренцию между эмиссией нейтронов и β -распадом для каждого возможного излучателя. Расчет вероятности испускания нейтрона P_n является трудной частью общего анализа и включает применение теории β -распада. Но такие важные параметры расчета, как энергия β -распада, зависимость плотности уровней от энергии возбуждения и энергия связи нейтрона, неизвестны из эксперимента. Эти параметры оцениваются из систематик β -распада, плотностей уровней, масс ядер и энергий связи. Так как на поведение этих параметров сильно влияют оболочки нейтронов и протонов, то вероятности P_n также зависят от оболочек 50 и 82 нейтронов в продуктах деления.

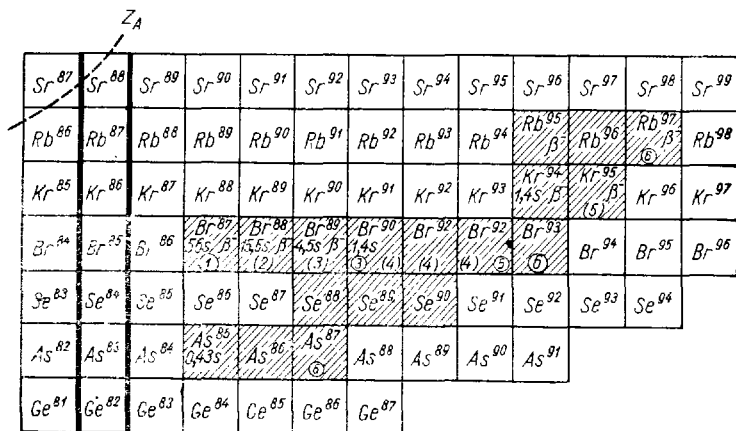
Предсказанные Кипино предшественники запаздывающих нейтронов приведены на рис. 3. Все предсказанные предшественники концентрируются около двух небольших групп изотопов, лежащих за оболочками 50 и 82 нейтронов. Предшественники, идентифицированные радиохимически, находятся среди предсказанных изотопов; анализ Кипина объясняет также следующие особенности предшественников запаздывающих нейтронов в шести случаях деления (см. табл. 2):

1. Во всех случаях наблюдаются одни и те же шесть периодов с небольшими вариациями времен жизни.
2. Полный выход запаздывающих нейтронов изменяется по сравнению со всеми нейтронами.

* См., например, дискуссию в работе [41].



$N=82$



$N=50$

Рис. 3. Сводка предсказаний Кипином предшественников запаздывающих нейтронов. На карте изотопов показаны области продуктов деления в тяжелом и легком пике. Линия ядерной стабильности Z_A проходит через левый верхний угол каждой области. Заштрихованные участки содержат все предшественники запаздывающих нейтронов с регистрируемым выходом. Внутри этих областей отдельные предшественники для каждой группы запаздывающих нейтронов (обозначаемой индексом группы в кружке) классифицируется следующим образом:

○ — наиболее вероятный главный предшественник; ○ — возможный главный предшественник; () — наиболее вероятный предшественник, дающий вклад; () — возможный предшественник, дающий вклад.

3. Возможен сдвиг относительных величин периодов запаздывающих нейтронов.

Этот анализ позволяет надежно предсказать характеристики запаздывающих нейтронов в делящихся системах, для которых имеются экспериментальные данные по выходам продуктов деления и зарядовому распределению, но нет данных по запаздывающим нейтронам.

Отметим, что другие активности, дающие запаздывающие нейтроны, открытые в экспериментах, не связанных с делением, также объясняются аналогичным образом. Открытые Альверецом [45] N^{17} и Li^9 из работы [46] являются β -излучателями, дающими дочернее ядро со слабо связанным нейтроном, добавленным к особо устойчивой четно-четной конфигурации. Другой случай — испускание нейтронов возбужденных уровней Pb^{210} , получающегося при β -распаде RaC'' (Tl^{210}). Полная энергия β -распада при этом 5,4 Мэв, тогда как энергия связи последнего нейтрона в Pb^{210} 4,81 Мэв. В работе [47] описан случай регистрации нейтрона на каждые 5000 распадов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Keepin G. R. Los Alamos Scientific Laboratory Report, La-1970, October 1955.
2. Keepin G. R. Prog. Nucl. Energ., Ser. 1, Phys. and Mathem., vol. 1 (N.Y. McGraw-Hill Book Co., Inc., 1956).
3. Keepin G. R., Wimettt T. F. Paper P/831, p. 162, Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 4, United Nations, N.Y., 1956, p. 162.
4. Keepin G. R. J. Nucl. Energ., 7, 13 (1958).
5. Szilard L., Zipp W. H. Phys. Rev., 55, 799 (1939).
6. Bohr N., Wheeler J. A. Phys. Rev., 56, 426 (1939).
7. Френкель Я. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 9, 641 (1939).
8. Зельдович Я. Б., Харитон Ю. Б. «Усп. физ. наук», 23, 329 (1940).
9. Snell A. H. et al. Phys. Rev., 72, 545 (1947).
10. Roberts et al. Phys. Rev., 55, 510 (1939).
11. Roberts R. et al. Там же, стр. 664.
12. Booth E. T. Там же, стр. 876.
13. Gibbs D. F., Thompson G. P. Nature, 144, 202 (1939).
14. Brøstrom K. J. et al. Там же, стр. 830.
15. Snell A. H. Phys. Rev., 72, 541 (1947).
16. Redman W., Saxton D. Там же, стр. 570.
17. Hughes D. J. et al. Phys. Rev., 73, 11 (1948).
18. Hoffman F. D. et al. Phys. Rev., 74, 1330 (1948).
19. Broley J. E. et al. Phys. Rev., 83, 990 (1951).
20. Bendt P. J., Scott F. R. Phys. Rev., 97, 744 (1955).
21. Cook G. B. Nature, 169, 622 (1962).
22. Flynn K. F. et al. Phys. Rev., 101, 1492 (1956).
23. Keepin G. R. et al. Phys. Rev., 107, 1044 (1957); J. Nucl. Energ., 6, 1 (1957).
24. Smith et al. J. Nucl. Energ., 4, 133 (1957).
25. Paxton H. C. Nucleonics, 13, 49 (1955); Peterson R. E., Newby G. A. Nucl. Sci. Eng., 1, 112 (1956).
26. Cox et al. Phys. Rev., 112, 960 (1958).
27. Moscati G., Goldemberg J. Phys. Rev., 126, 1098 (1962).

28. Burgy et al. Phys. Rev., **70**, 104 (1946).
29. Bonner T. W. et al. Phys. Rev., **101**, 1514 (1956).
30. Batchelor R. McK Hyder H. R. J. Nucl. Energ., **3**, 7 (1956).
31. Hahn O., Strassmann F. Naturwiss., **28**, 817 (1940).
32. Born H. J., Seelmann-Eggeberg W. Naturwiss., **31**, 59, 86 (1943).
33. Reizler V. Naturwiss., **31**, 326 (1943).
34. Snell A. H. et al. Phys. Rev., **72**, 545 (1947).
35. Sugarman N. J. Chem. Phys., **17**, 11 (1949).
36. Stehney A. F., Sugarman N. Phys. Rev., **89**, 194 (1953).
37. Stehney A. F., Steinberg E. P. Phys. Rev., **127**, 563 (1962).
38. Steinberg E. P., Swartz L. Argonne National Laboratory Report, ANL-UAC-6574. (Не опубликовано) 1963.
39. Perlow G. J., Stehney A. F. Phys. Rev., **107**, 776 (1957).
40. Sugarman N. J. Chem. Phys., **15**, 544 (1947).
41. Perlow G. J., Stehney A. F. Phys. Rev., **113**, 1269 (1959).
42. Stehney A. F., Perlow G. J. Bull. Am. Phys. Soc., **116**, 62 (1961).
43. Pappas A. C., Rudstam G. Nucl. Phys., **21**, 353 (1960).
44. Keepin G. R. J. Nucl. Energ., **7**, 13 (1958).
45. Alvarez L. W. Phys. Rev., **75**, 1127 (1949).
46. Gardner A. L. et al. Phys. Rev., **83**, 1054 (1951).
47. Коган А. В. «Докл. АН СССР», **1**, 372 (1957); Коган А. В., Русинов Л. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **5**, 365 (1957).

9

МГНОВЕННЫЕ γ -КВАНТЫ ДЕЛЕНИЯ

Знание свойств γ -квантов, сопровождающих деление ядер, должно явиться весьма критическим испытанием любой детальной теории процесса деления. Спектр γ -квантов деления имеет большое значение при конструировании защиты реакторов и для критических сборок. Первые данные о мгновенных γ -квантах деления U^{235} приведены в работах [1, 2]. Энергия, выделяющаяся за один акт деления в виде γ -квантов, составляет 4,6 [1] и 5,1 Мэв [2]. Однако более поздние измерения [3—5] дали значительно большие величины: 7,46, 8,6 и $9,51 \pm 0,23$ Мэв. Детально мгновенные γ -кванты деления U^{235} изучены в работе [6]. Использовали многокристальный сцинтилляционный γ -спектрометр [7]. Центральный кристалл из NaI поглощал энергию электронов, производимых падающими на него γ -квантами. Вспомогательные кристаллы, защищенные от источника из U^{235} , регистрировали вторичные γ -кванты, образуемые при комптоновском рассеянии или при образовании пар в центральном кристалле. Два кристалла были включены на совпадения. При определении спектра мгновенных γ -квантов использовали источник U^{235} , вмонтированный в ионизационную камеру. Разрешающее время схемы совпадений составляло $2 \cdot 10^{-8}$ сек. Спектр мгновенных γ -квантов деления, полученный этим методом, приведен на рис. 1. Средняя полная энергия γ -квантов на деление равна $7,2 \pm 0,8$ Мэв. Число γ -квантов в энергетической области 0,3—10 Мэв составляет $7,4 \pm 0,8$ на акт деления.

В перечисленных работах измерен также спектр γ -квантов, испускаемых за время в интервале $0,12 \cdot 10^{-6} - 1,4 \cdot 10^{-6}$ сек и в интервале от нескольких секунд до нескольких минут после акта деления. Замечательная особенность этих спектров состоит в том, что интегральная интенсивность спектров в микросекундном

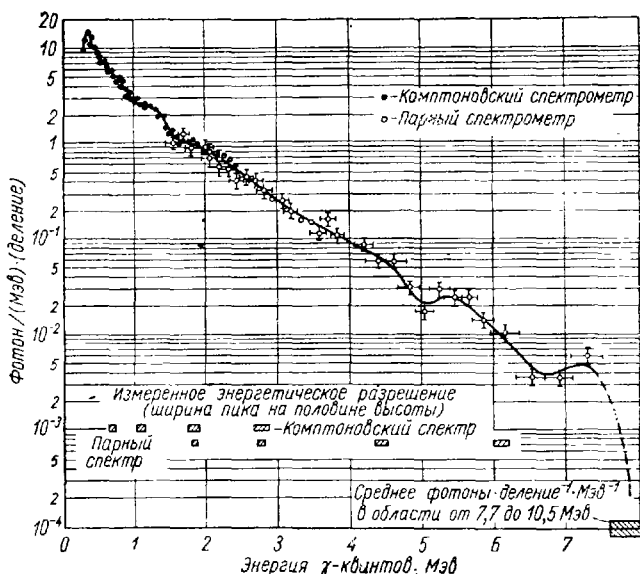


Рис. 1. Энергетический спектр γ -квантов [6]. Ошибки по оси ординат — статистические, ошибки по оси абсцисс представляют собой в каждом случае энергетический интервал, по которому проводилось усреднение результатов. Авторы [6] констатируют, что приведенные точки представляют собой предварительный анализ данных и в некоторых энергетических областях возможны систематические ошибки $\sim 15\%$.

диапазоне составляет $5,7\%$. Так как β -распад энергетически запрещен для времен короче 10^{-3} сек, то следует предположить, что эти γ -кванты возникают при изомерных переходах*.

Рао [5] в опыте с тройными совпадениями также изучал γ -кванты деления U^{235} . Энергию осколков измеряли двойной ионизационной камерой, что позволило определить отношение масс осколков. γ -Кванты анализировали спектрометром с кристаллом NaI. Рао нашел, что спектр даже без отбора по массовому отношению имеет пики, соответствующие энергии γ -квантов 110, 340, 420, 590, 1240 кэВ. В зависимости от массового отношения наблюдаются некоторые изменения спектра: пик усиливается при 160 кэВ для наи-

* Последние работы по изучению мгновенных γ -квантов деления: Phys. Rev., 134, B796; 134, B817; 134, B824 (1964).

более вероятного массового отношения. Полное число и полная энергия γ -квантов на акт деления являются сложной зависимостью массового отношения осколков. Их средние величины равны соответственно 7,93 γ -квантов и $9,51 \pm 0,23$ Мэв на деление.

Капур и Раманна [8] изучили угловое распределение мгновенных γ -квантов по отношению к направлению движения осколков при делении U^{235} тепловыми нейтронами. Они использовали систему ионизационная камера с сеткой — сцинтиллятор, фон нейтронов деления исключали с помощью методики времени пролета.

Измерения показали значительную анизотропию (10—15%) испускания γ -квантов в системе движущегося осколка. По-видимому, возможен значительный угловой момент осколков по отношению к оси деления.

Из-за высокого фона нейтронов трудно проводить эксперименты по изучению деления U^{235} . В работе [9] предложено изучать мгновенное излучение при спонтанном делении Cf^{252} в относительно чистых экспериментальных условиях без фона. Более того, так как характеристики деления Cf^{252} и U^{235} похожи, то возможно подобие γ -спектров в обоих случаях. Бауман и Томпсон [10] выполнили такое исследование, используя метод совпадений.

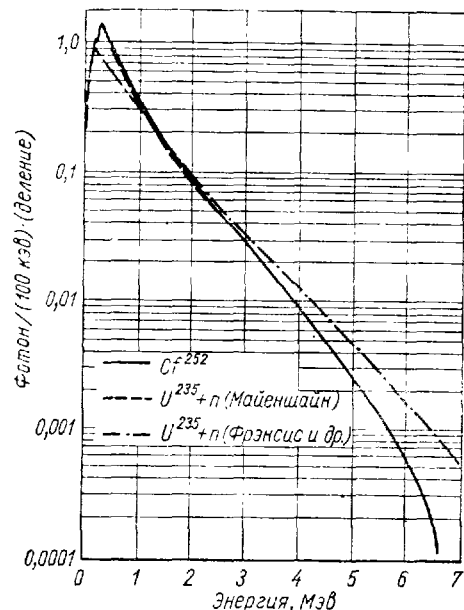


Рис. 2. Спектр фотонов при делении Cf^{252} и U^{235} [9].

В работе [9] применяли газовый сцинтилляционный счетчик в качестве детектора осколков и одноили многокристальный γ -спектрометр с кристаллом NaI. Бауман и Томпсон [10] для детектирования осколков использовали ионизационную камеру, а γ -кванты регистрировали кристаллом NaI. В обоих случаях измеренный спектр γ -квантов был исправлен на фотоэлектрическую эффективность кристалла, комптон-эффект и эффект образования пар и т. д. (рис. 2 [9]). Некоторые сравнительные характеристики спектров приведены в табл. 1.

В работе [11] еще раз с улучшенной экспериментальной техникой исследован спектр мгновенных γ -квантов спонтанного деления Cf^{252} на совпадениях с осколками. Для регистрации осколков деления использовали полупроводниковые детекторы, γ -кванты детектировались кристаллом NaI, помещенным под углом 90° по отношению к направлению движения осколков. Результаты приведены

Характеристики спектров мгновенных γ -квантов деления

Делящийся изотоп	Полное число фотонов на деление	Число фотонов на деление в области 0,5—2,3 Мэв	Энергия фотонов на деление в области 0,5—2,3 Мэв	Полная энергия фотонов на деление, Мэв	Литература
$U^{235} + n$	7,4	—	—	7,2	[5]
$U^{235} + n$	7,93	—	—	9,51	[6]
Cf^{252}	10,3	5,0	5,2	8,2	[9]
Cf^{252}	10	—	—	9	[10]

на рис. 3. Заслуживает внимания наличие в полном спектре γ -квантов деления некоторой структуры. Допплеровское смещение γ -пи-

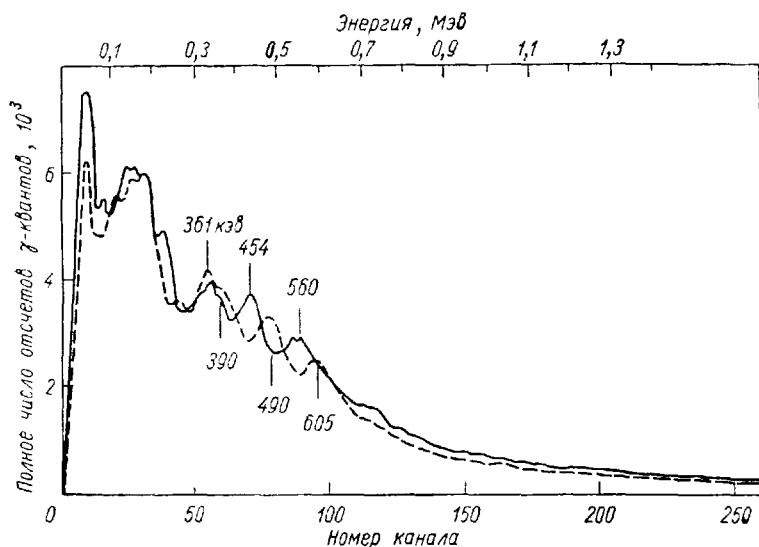


Рис. 3. Зависимость спектра мгновенных γ -квантов от направления движения осколков (доплеровское смещение) при спонтанном делении Cf^{252} . Показан спектр для массового отношения $1,3 \pm 0,05$ ($m_H = 140 \pm 2$).

— спектр, регистрируемый при движении легкого осколка в сторону γ -детектора; — — — при движении в направлении детектора тяжелого осколка.

ков заметно для спектров, регистрируемых в направлении, противоположном движению осколков. Это позволяет идентифицировать осколок, испускающий γ -квант. На рис. 3 не показано, что структура в области 150—600 кэв различна для разных массовых отношений.

Применение полупроводниковых германиевых счетчиков с высоким разрешением позволило получить интересную информацию

о механизме испускания мгновенных γ -квантов. Юханссон [12] изучал запаздывающие γ -кванты при спонтанном делении Sr^{252} . Он нашел, что около 5% γ -излучения является запаздывающим с периодом около 25 нсек. Когда он произвел отбор по массовому отношению, то оказалось, что большая часть запаздывающего излучения исходит из легких осколков с массами около 100 или из тяжелых с массами >150 . Спектры в каждом случае имели резко выраженную структуру, свидетельствующую в пользу вращательной структуры уровней вращающегося деформированного ядра. Механизм «запаздывания» испускания γ -квантов неизвестен. Вероятно, подобные явления представляют общее свойство, а не характерное только для одного или нескольких ядер. Дальнейшее изучение этого эффекта должно дать интересную информацию о ядерной структуре.

Величина полной энергии возбуждения осколков, уносимой мгновенным γ -излучением, казалась сначала слишком большой. Предполагали, что эмиссия нейтронов должна быть более вероятной, чем γ -квантов, если энергия возбуждения достаточна для испускания нейтрона. В соответствии с этой точкой зрения предсказывали, что лишь около 4—5 Мэв должно остаться на долю γ -квантов после испарения нейтронов, т. е. половина наблюдаемой величины. Расхождение, по-видимому, можно объяснить влиянием момента количества движения. Испускаемые нейтроны уносят только небольшую часть количества движения осколков, и, когда энергия возбуждения уменьшается, может быть достигнута точка, где эмиссия нейтронов затруднена вследствие отсутствия подходящих состояний с высоким моментом количества движения осколка. Начиная с этой точки процесс снятия возбуждения испусканием γ -квантов становится конкурирующим с эмиссией нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Deutsch M., Rotblatt H. Atomic Energy Commission Declassified Report AECD-3179 (1944).
2. Kinsey et al. Can. J. Res., **26A**, 79 (1948).
3. Francis J., Camble R. Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-1879 (не опубликовано).
4. Maierstein F. et al. Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-1879 (не опубликовано).
5. Rau F. E. W. Ann. Phys., (7) **10**, 252 (1963).
6. Майенштейн Ф. и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Сб. Избранные доклады иностранных ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 297.
7. Hofstadter R., McIntyre J. A. Phys. Rev., **78**, 619 (1950); Braid T. H. Phys. Rev., **102**, 1109 (1956); West H. I. Phys. Rev., **101**, 915 (1956).
8. Kapoor S. S., Ramanna R. Phys. Rev., **133**, B598 (1964).
9. Smith A. B. et al. Phys. Rev., **104**, 699 (1956).
10. Bowman H. R., Thompson S. G. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-5038, March, 1958; Paper P/652 in Proceedings of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958.
11. Bowman H. R., Thompson S. G., Rasmussen J. O. (Неопубликованные результаты) 1963; Phys. Rev. Letters (1964).
12. Johansson S. A. E. (Не опубликованные результаты) 1962.

ДЕЛЕНИЕ ПРИ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

10

ДЕЛЕНИЕ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

10.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ДЕЛЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Интересно проследить за изменениями, которые происходят с реакцией деления, по мере того как мы переходим от спонтанного деления к делению при умеренных энергиях возбуждения. Сначала рассмотрим деление тяжелых ядер ($Z \geq 90$) заряженными частицами средних энергий. Под средними, или умеренными, энергиями будем понимать энергетический интервал от нескольких мегаэлектрон-вольт примерно до 50 Мэв — область, в которой образование составного ядра является главным механизмом осуществления ядерных реакций. Сначала мы сделаем краткий обзор сведений о делении, возбуждаемом в реакциях такого типа, а затем перейдем к более подробному рассмотрению экспериментальных данных. Невозможно обсуждать деление, вызываемое заряженными частицами, не рассматривая одновременно конкурирующих с ним реакций. Их мы будем объединять под общим названием «распад».

Первичная реакция обычно включает процесс образования составного ядра, возбужденного до энергии, которая равна сумме кинетической энергии бомбардирующих частиц и энерговыделения Q , соответствующего захвату этих частиц ядром. Предполагается, что эта энергия непрерывно перераспределяется между всевозможными степенями свободы ядра и в конце концов высвобождается при испускании (испарении) частиц в результате деления или за счет эмиссии γ -квантов. В случае тяжелых ядер, которые наиболее интересны, испускание нейтронов настолько вероятнее вылета заряженных частиц, что последним явлением часто можно пренебречь. Испускание γ -квантов также является медленным процессом и не оказывает существенной конкуренции процессу эмиссии нейтронов или делению, если энергия возбуждения не ниже соответствующих этим реакциям порогов. (Это утверждение неверно для систем, обладающих большим угловым моментом.) Процесс разрядки высоковозбужденных состояний тяжелых ядер сводится по большей части к конкуренции нейтронной эмиссии с делением.

Деление является весьма маловероятным процессом при бомбардировке, скажем, свинца или висмута протонами, дейтронами и

ионами гелия. Энергия возбуждения в этих случаях снимается главным образом при испускании нейтронов. Типичные реакции при бомбардировке протонами, дейтронами и ионами гелия: (p, xn) , (d, xn) и (α, xn) соответственно. Здесь x — число испаренных нейтронов. Выход продуктов каждой из таких реакций в зависимости от энергии испытывает характерные подъемы и спады. Порог наблюдается в точке, где испарение x нейтронов становится энергетически возможным, затем следует подъем с выходом на максимум и

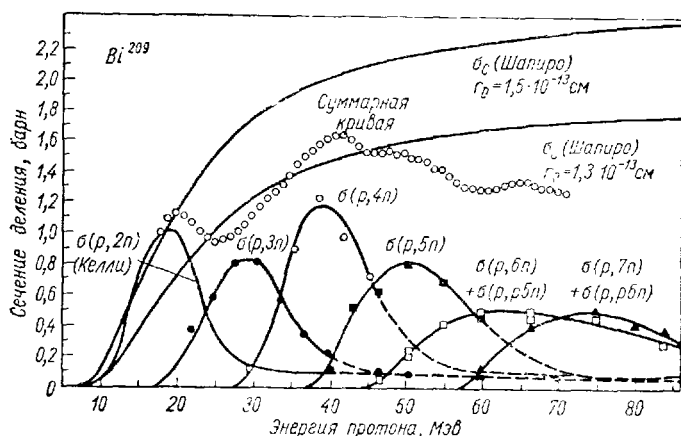


Рис. 1. Зависимость сечения реакций (p, xn) , (d, xn) и (α, xn) от энергии протона для случая, когда ядро-мишень относится к группе висмута — свинца.

Рисунок взят из работы Bell, Skarsgaard, Canad. J. Phys., 34, 745 (1956) и на нем приведены функции возбуждения реакций $\text{Bi}^{209}(p, xn)$.

новый спад, когда частица проходит порог испарения $x + 1$ нейтрона. Типичная зависимость возбуждения этого сорта приведена на рис. 1, где отложены выходы продуктов реакций (p, xn) на висмуте. С помощью статистического рассмотрения, основываясь на разумных предположениях о спектрах нейтронов испарения и зная радиусы ядер по отношению к ядерным реакциям, можно получить математические выражения для описания кривых подобных тем, которые приведены на рис. 1, и предсказать выходы продуктов, еще не определенных экспериментально. Позже мы обсудим модель такой реакции, предложенную Джексонсом [1].

Когда ядром-мишенью служит уран или торий, или какой-нибудь еще более тяжелый элемент, вероятность деления сравнима с вероятностью нейтронной эмиссии. Следовательно, конкуренцию с делением следует учитывать на каждом этапе испарительной цепочки. Деление может происходить вообще до испускания нейтронов или после испускания одного, двух и более нейтронов. Сечения реакций (p, xn) , (d, xn) и (α, xn) по-прежнему имеют характеристические подъемы и провалы в зависимости от энергии бомбардирующей

щих частиц, и положения максимумов в сечении практически не меняются по сравнению со случаем отсутствия конкуренции с делением. Однако кривые сечений заметно понижаются и высоты наблюдаемых пиков, соответствующих последовательным продуктам испарительной цепочки, становятся все меньше и меньше из-за потерь на деление на каждом этапе испарительного каскада.

Статистической моделью испарения все еще можно пользоваться для описания экспериментальных результатов, но лишь после модификации, позволяющей учесть конкуренцию с делением. Такая видоизмененная модель приведена ниже.

Из рассмотрения экспериментальных данных можно вывести предварительные заключения об относительной вероятности испускания нейтронов и деления как функции разных параметров. Эта вероятность часто выражается через ширины деления и испускания нейтронов. Главный интерес представляют отношения Γ_n/Γ_f и $\Gamma_n/(\Gamma_n + \Gamma_f)$. Установлено, что для самих тяжелых элементов ($Z = 90$ или больше) отношение Γ_n/Γ_f убывает с увеличением атомного номера, но подтверждено, кроме того, сильным изменениям в зависимости от массового числа (делимость падает с увеличением A). Четную зависимость Γ_n/Γ_f от энергии возбуждения установить не удастся, хотя существуют различные интерпретации точного смысла тех закономерностей, которые можно извлечь из экспериментальных данных.

Кривые выходов осколков деления при увеличении энергии бомбардирующих частиц претерпевают единообразные изменения, которые, по-видимому, в общих чертах не зависят от состава ядра мишени и сорта бомбардирующих частиц. При низких энергиях наблюдается двугорбая кривая, напоминающая функцию выходов при делении медленными нейтронами. С повышением энергии выход симметричного деления возрастает, долина заполняется. Важно отметить, однако, что положения асимметричных пиков, по-видимому, по существу не меняются с изменением энергии. Пики слегка смещаются в сторону меньших масс из-за увеличения числа испускаемых нейтронов, но увеличение доли симметричного деления не является результатом сближения асимметричных пиков. В действительности полная ширина массового распределения возрастает с увеличением энергии; относительный выход резко асимметричного деления увеличивается одновременно с ростом выхода симметричного деления. Двугорбое распределение, характерное для деления при низких энергиях, уступает место широкой одногорбой кривой, имеющей довольно плоскую вершину, когда энергия дейтронов достигает примерно 20 Мэв, а энергия ионов гелия 40 Мэв. Полное распределение продуктов деления по массам часто интерпретируется как результат наложения двух существенно различных типов деления — симметричного и асимметричного*. Вероятность каждого из типов

* Одно из первых предложений описать массовую кривую в терминах симметричного и асимметричного деления было высказано Туркевичем и Ниддеем [Phys. Rev., 84, 52 (1951)].

и другие характеристики, как, например, детальный ход массовой кривой, меняются для обоих способов независимо как функции энергии возбуждения. Ситуация еще больше осложняется тем, что результаты радиохимических исследований во многих случаях воспроизводят распределения, усредненные по двум или нескольким делящимся ядрам с различными энергиями возбуждения, поскольку деление может происходить на разных этапах испарительного каскада. При исследовании многих других сторон процесса деления, например углового распределения осколков, мы сталкиваемся с той же самой проблемой: результаты представляют среднее по смеси разных делящихся изотопов, так что данные для определенного делящегося ядра при фиксированной энергии возбуждения приходится извлекать из экспериментальных результатов косвенными способами.

Массовое распределение продуктов деления, наблюдающееся при облучении свинца или висмута ионами дейтерия или гелия, носит совершенно иной характер. Это распределение симметрично и ширина его много меньше, чем у симметричных распределений в других случаях. Эти результаты скорее всего соответствуют главным образом какому-то одному изотопу с энергией возбуждения, незначительно превышающей порог деления. Этот порог может соответствовать симметричной седловой точке, которая отнюдь не совпадает с седловой точкой, ведущей к асимметричному разделению в случае более тяжелых ядер. С повышением энергии возбуждения ширина массового распределения возрастает, и при очень высоких энергиях вид кривых массового распределения легких элементов практически совпадает с соответствующей кривой для урана. Отношение Γ_f/Γ_n у элементов группы висмута — свинца принимает для околопорогового деления исключительно низкие значения, но в отличие от ядер-мишеней из области торий — уран это отношение как функция энергии быстро возрастает. Есть некоторые указания на то, что при высоких энергиях возбуждения этот рост прекращается.

Массовые кривые для ядер промежуточного веса радия и актиния имеют переходный характер. При делении, например, радия протонами с энергией 11 Мэв, наблюдается трехгорбая кривая. Наиболее естественно объяснять ее как результат наложения симметричного и асимметричного способов деления примерно с одинаковой вероятностью. При более высоких энергиях она быстро превращается в универсальное широкое симметричное распределение, в котором не остается и следов от трех пиков. Это показывает, что вероятность симметричного деления растет с увеличением энергии быстрее.

Главные результаты, касающиеся массовых распределений осколков деления, собраны в схематическом виде на рис. 2. Как уже упоминалось выше, эти данные заманчиво истолковывать, основываясь на представлениях о симметричном и асимметричном делении. Порог для асимметричного деления лежит ниже у тяжелых элемен-

тов и выше в области висмут — свинец. У элементов промежуточной группы вокруг радия и актиния оба порога деления, очевидно, довольно близки.

В области средних энергий, которую мы сейчас рассматриваем, большинство ядерных реакций проходит через стадию образования

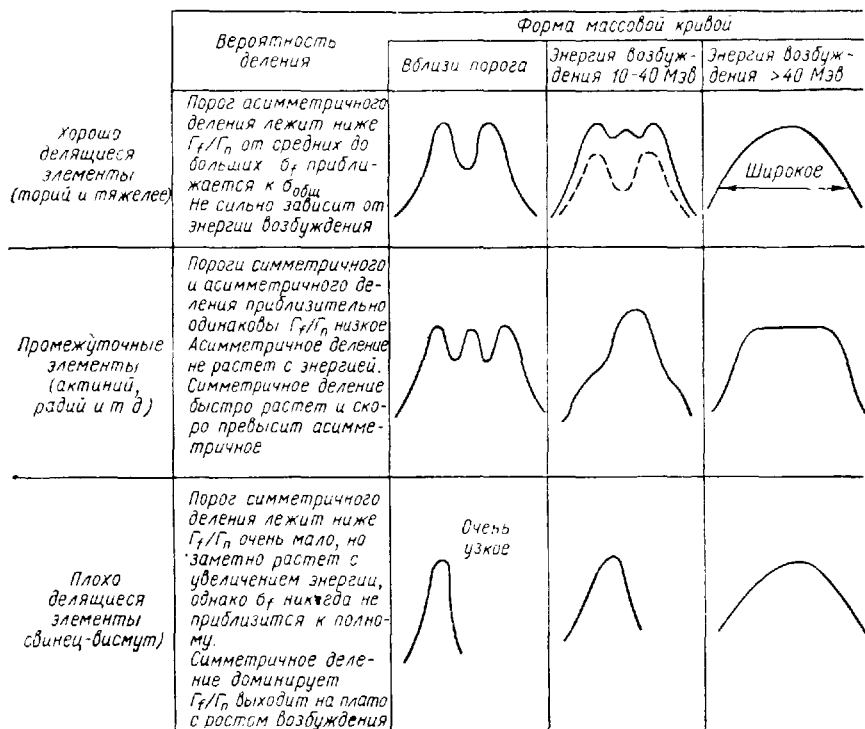


Рис. 2. Характеристики деления.

составного ядра, но в значительном числе случаев осуществляются другие механизмы, которые мы теперь можем рассмотреть под общим названием прямых взаимодействий.

Сильная конкуренция, оказываемая делением процессу разрядки ядра другими способами на разных стадиях испарительного каскада, имеет своим непосредственным следствием значительное уменьшение сечений реакций типа (α, xn) . Она ведет и к другому следствию, не столь очевидному, а именно к проявлению реакций, текущих не через составное ядро. Например, сечения реакций (α, pxn) на плутонии и уране имеют тот же порядок величины (несколько миллибарн), что и реакции (α, xn) . Реакции (α, pxn) не могут идти через составное ядро, поскольку испарение протонов из тяжелых элементов сильно подавлено кулоновским барьером. Кроме того, функции

возбуждения процессов (α, pxn) не имеют в энергетической зависимости пика, характерного для процесса испарения, но растут равномерно. Следовательно, реакции (α, pxn) идут за счет прямых взаимодействий. То же самое относится и к реакциям (d, pxn) и (p, pxn).

Даже в реакциях типа (α, xn), (d, xn) и (p, xn) существуют указания на заметный вклад в сечение механизмов, не связанных с образованием составного ядра. Реакции (α, n), (d, n), (p, n) имеют сечения, не превышающие нескольких миллибарн, но пики, предсказываемые теорией составного ядра, у них отсутствуют, и сечение плавно уменьшается с ростом энергии бомбардирующих частиц. Следовательно, большую часть сечения следует связывать с простыми взаимодействиями. Функции возбуждения реакций ($\alpha, 2n$) и ($d, 2n$) имеют пики, характерные для составного ядра, но, кроме этого, в них заметны и «хвосты», простирающиеся в область высоких энергий и связанные с другими механизмами. Вот пример одного из возможных механизмов для реакции ($\alpha, 2n$): падающий ион гелия ударяет по одному из нейтронов ядра и выбивает его оттуда, передав ему заметную часть своей энергии. Затем ион гелия «плавится» в поглотившем его ядре, а остаточная энергия идет на испарение второго нейтрона. Реакции ($\alpha, p 2n$) или ($d, p 2n$), как показали Уэйд и сотрудники [2], лучше описывать как (α, t) и (d, t). Они изучали образование трития в мишенях из тяжелых элементов и обнаружили, что он достаточно велик для того, чтобы объяснить целиком сечения реакций ($\alpha, p 2n$) и ($d, p 2n$), измеренные по выходу тяжелых элементов. Энергетическое и угловое распределения тритонов соответствовали предсказаниям теории прямых взаимодействий (срыва или подхвата) и вовсе не согласовались с моделью составного ядра.

Суммарное сечение всех реакций, не идущих через составное ядро, образует небольшую долю полного сечения реакции. Оно, вероятно, не слишком превосходит сечение, наблюдаемое в случае тяжелых неделящихся ядер типа висмута. В последнем случае, однако, эти реакции не столь заметны, поскольку сечения процессов (α, xn), (d, xn) и (p, xn) огромны. На делящихся элементах сечения реакций (α, xn), (d, xn) и (p, xn) существенно уменьшаются и приближаются по величине к сечениям реакций, обычно менее вероятных. Этим объясняется в значительной степени интерес к подробному изучению реакций распада на делящихся элементах. Мы не имели возможности остановиться на механизме прямых взаимодействий, поскольку он еще не совсем понятен; несколько более подробное рассмотрение упоминавшихся реакций приводится в цитированной литературе, но относительная роль реакций срыва, выбивания, подхвата и «локального возбуждения» еще не выяснена.

Деление, вызванное заряженными частицами, более сложными по составу, чем ядро гелия, во многих отношениях похоже на деление частицами, которые мы уже рассматривали. Однако некоторые детали, например влияние углового момента, играют весьма важную роль при делении, вызываемом тяжелыми ионами, и этот тип деления мы позднее рассмотрим в разд. 10.9.

10.2. СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Вскоре после открытия деления медленными нейтронами было обнаружено, что деление урана можно вызвать и бомбардировкой его заряженными частицами, но прошло несколько лет, прежде чем были выполнены первые количественные измерения.

Юнгерман и Райт [3] измеряли функции возбуждения деления при облучении тория и урана дейтронами с энергией до 18,8 Мэв и ионами гелия с энергией до 37,6 Мэв. Метод был основан на определении полной β -активности продуктов деления. Этот не слишком точный метод усовершенствовал Юнгерман [4], который разработал методику с использованием ионизационной камеры для прямой регистрации импульсов, соответствующих делению в пучке заряженных частиц. Используя в качестве ядер-мишеней Th^{232} , U^{235} и U^{238} , он показал, что порог деления при облучении дейтронами составлял ~ 7 Мэв, а для ионов гелия 18 Мэв. Выше этих порогов величина сечения деления быстро возрастала с ростом энергии частиц в пучке и достигала значительной доли полного геометрического сечения для этих элементов. Мак-Кормик и Коэн [5] развили это исследование в сторону более высоких энергий протонов вплоть до 22 Мэв при использовании тех же мишеней (см. разд. 11.6). Во всех случаях главная часть сечения реакции приходилась на деление, но для тория эта часть была заметно меньше, чем для урана.

Другая методика для измерения полного сечения деления в широком интервале энергий бомбардирующих частиц основана на использовании полупроводниковых детекторов для регистрации осколков деления. Хойзенга, Ванденбош и Варанек [6] применили эту методику для измерения сечений деления U^{233} и U^{238} при облучении ионами гелия с энергией от 18 до 43 Мэв. Хойзенга, Чаудри и Ванденбош [7] продолжили эти исследования на изотопах висмута, таллия, свинца и золота. Бэйт, Чаудри и Хойзенга [7] использовали полупроводниковые счетчики для получения данных по делению U^{238} , U^{233} , Th^{232} , Bi^{209} , Pb^{208} и естественной смеси изотопов таллия дейтронами с энергией 7—21 Мэв. Чоппин с сотрудниками [7а] исследовали U^{238} и Th^{232} , бомбардируя эти мишени дейтронами с энергией 3—12 Мэв.

В 1962 г. Прайс и Уокер [7б] показали, что некоторые материалы, такие, как слюда, могут служить исключительно чувствительным детектором осколков деления, обладающим высокой избирательной способностью. Осколки деления при торможении в слюде вызывают локальные повреждения, которые в дальнейшем оказываются чувствительными к протравливанию плавиковой кислотой. После протравливания треки «проявляются» и их легко обнаружить и сосчитать с помощью обычного микроскопа с небольшим увеличением. Бэрнетт с сотрудниками [7в] показали, что слюдяные детекторы исключительно удобны для измерений сечения деления вблизи порога у элементов с атомным номером значительно ниже 90. Как показа-

тельный пример можно привести результаты их исследований деления золота. Они распространили работу Хойзенги, Чаудри и Ванденбоша в область низких энергий и по сечению перекрыли интервал от 10^{-11} до $0,1$ барн, т. е. на протяжении эксперимента сечение изменилось в 10^{10} раз. Для порога деления Tl^{201} они установили значение $22,5$ Мэв.

Сечения деления можно измерять и радиометрически методом количественного анализа отдельных продуктов деления с последующим интегрированием по кривой распределения масс.

Сечения деления нейтронами рассмотрены в гл. 3, вероятность фотodelения — в гл. 12.

10.3. ПРИМЕНЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ К ОПИСАНИЮ РЕАКЦИЙ НА НЕДЕЛЯЮЩИХСЯ ЯДРАХ, ИДУЩИХ ЧЕРЕЗ СОСТАВНОЕ ЯДРО

Имеется несколько работ, посвященных экспериментальному изучению вероятностей образования различных тяжелых изотопов при облучении висмута и свинца заряженными частицами средних энергий: висмут + дейтрон (Келли и Сегре [8, 9], Рамлер [10]) висмут + ион гелия [8, 9, 10]; висмут + протон (Келли [8], Андре [11]); свинец + протон (Белл и Скарсгард [12]); свинец + + ион гелия (Джон [13]). Функции возбуждения реакций (p, xn), (d, xn) и (α, xn) весьма похожи друг на друга и все эти данные поддаются вполне удовлетворительному описанию при помощи статистической модели, развитой Джексоном [14], к обсуждению которой мы и переходим.

Рассмотрим ядро с энергией возбуждения E и предположим, что возбуждение может сниматься, пока это энергетически возможно, лишь в результате нейтронной эмиссии. Пусть нейтронный спектр задается выражением

$$P(n) = E \exp(-E/T), \quad (1)$$

где ядерная температура T принимается постоянной. Это предположение о постоянстве температуры противоречит большинству ядерных моделей, но в нашем случае вряд ли приведет к значительным ошибкам.

Используя эти предположения, Джексон показал, что вероятность того, что ядро с начальной энергией возбуждения E может испарить x нейтронов, определяется выражением

$$P(E, x) = I(\Delta_x, 2x-3) - I(\Delta_{x+1}, 2x-1), \quad (2)$$

где $I(z, n)$ есть неполная Γ -функция

$$I(z, n) = (1/n!) \int_0^z y^n e^{-y} dy; \quad \Delta x = \frac{E - \sum_i^x B_i}{T}, \quad (3)$$

B_i есть энергия связи i -го нейтрона, а T — ядерная температура. Первый член в выражении (2) дает вероятность того, что по крайней мере x нейтронов будут испущены составным ядром, а второй равен вероятности испарения по крайней мере $x + 1$ нейтрона. Разность этих членов дает вероятность того, что будет испущено ровно x нейтронов.

На рис. 3 представлена зависимость $P(E, x)$ от E/T . При построении этих кривых $\bar{B}/T = 4,0$; $\bar{B}$ — средняя энергия связи ней-

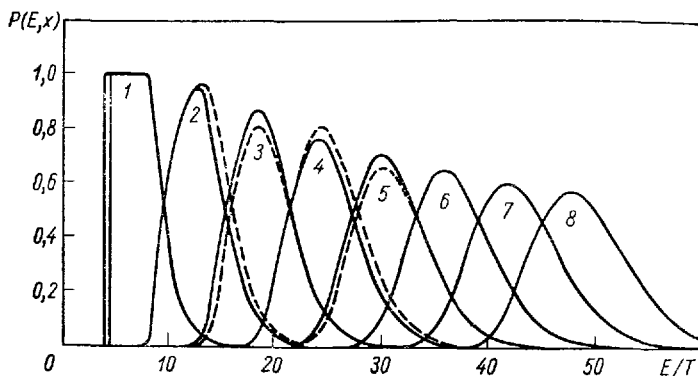


Рис. 3. Зависимость $P(E, x)$ от E/T [7].

трона. При низких энергиях, когда все акты взаимодействия падающей частицы с ядром включают стадию образования составного ядра, сечения реакций типа (d, xn) , (p, xn) и (α, xn) описываются простыми функциями типа

$$\sigma_{(p, xn)} = \sigma_c(E_0) P(E, x), \quad (4)$$

где $P(E, x)$ определяется выражением (2), а $\sigma_c(E_0)$ — сечение реакции для энергии протона E_0 в соответствии с работой Шапиро [15]; для такого расчета необходимо выбрать значение радиуса ядра. Подбор параметров производили несколько авторов, использовавшие модель Джексона, и получили наилучшее согласие для $R = 1,35 \div 1,50 \times 10^{-13} \text{ A}^{1/2}$. Энергия E на рис. 4 приблизительно равна кинетической энергии падающей частицы с поправкой на величину Q , соответствующую образованию составного ядра.

При несколько больших энергиях не все реакции идут через составное ядро, определенная их доля соответствует механизму Сербера [16], который включает первоначальное взаимодействие падающей частицы с отдельными нуклонами ядра мишени, осуществляющееся последовательными двухчастичными соударениями. Падающая частица может пройти через ядро-мишень, вообще не испытывая взаимодействий, а может и испытать несколько соударений с нуклонами ядра, выбив некоторые из них и, возможно, покидает в конце концов ядро и сама. Следовательно, первичная реакция мо-

жет приводить к испусканию нескольких быстрых частиц, число которых случайно, так же как и кинетическая энергия каждой из них. Остаточное ядро может образоваться с самыми различными энергиями возбуждения в широком интервале. Вторым этапом реакции является испарение еще некоторого числа частиц, преимущественно нейтронов, из возбужденного остаточного ядра. Этот меха-

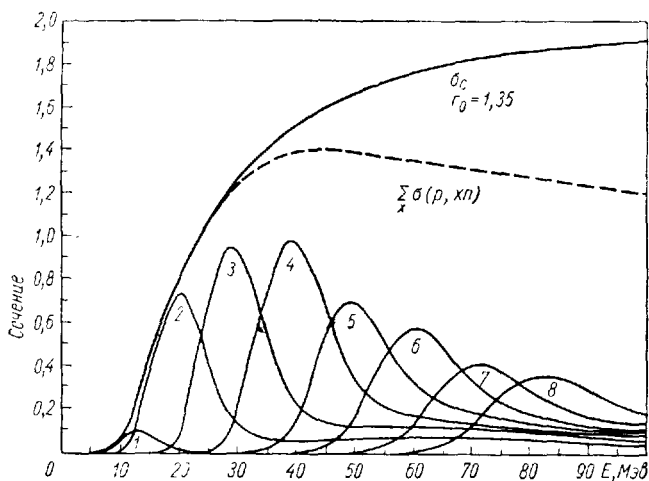


Рис. 4. Зависимость сечения реакций (p, xn) , барн, на тяжелых элементах от энергии падающего протона. Кривые проведены для ядра-мишени при $R = 8,0 \cdot 10^{-13}$ см.

низм играет важную роль при высоких энергиях бомбардирующих частиц — 100 Мэв или выше, и мы еще будем о нем говорить в гл. 11. При энергиях ниже 50 Мэв, которые мы обсуждаем в настоящее время, он проявляется лишь как малая поправка. Джексон [41] обсуждал способ, с помощью которого можно включить расчеты процесса быстрого каскадного выбивания, выполненные методом Монте-Карло, в модель испарения, чтобы предсказать сечения реакций типа (p, xn) на протонах при энергиях до 100 Мэв. На рис. 4 приводятся полученные им кривые сечений реакций (p, xn) в зависимости от энергии протонов для $x = 1, 2, \dots, 8$. Константы, использованные в расчетах, соответствуют ядру Bi^{209} . Энергия связи падающего протона равна 5,0 Мэв, средняя энергия связи нейтрона 7,3 Мэв, а ядерная температура составляет примерно 1,8 Мэв. Постоянная, используемая при расчете ядерного радиуса, была выбрана равной $1,35 \cdot 10^{-13}$ см. С увеличением энергии эффекты множественных каскадных соударений внутри ядра становятся все более очевидными. Приведенное сечение имеет обычный пик, соответствующий образованию составного ядра, но у этой кривой есть и «хвост», простирающийся в сторону более высоких энергий. Величина этой высоко-

энергетической части растет с увеличением числа испаренных нейтронов, а высота пика уменьшается.

Сравнение этих кривых с экспериментальными результатами Белла и Скарсгарда [12], которые анализировали выходы реакций (p, xn) на мишенях Pb^{206} , Pb^{207} , Pb^{208} и Bi^{209} , демонстрирует хорошее общее согласие теории с экспериментом в отношении общих черт протекания реакции. Рамлер, Уинг, Гендерс и Хойзенга [17] сравнивали свои экспериментальные результаты по исследованию реакций $\text{Bi}^{209}(\alpha, 2n)$, $\text{Bi}^{209}(\alpha, 3n)$, $\text{Bi}^{209}(\alpha, 4n)$ и $\text{Bi}^{209}(d, n)$, $\text{Bi}^{209}(d, 2n)$ и $\text{Bi}^{209}(d, 3n)$ с предсказаниями модели Джексона и получили хорошее согласие, за исключением хвоста в области высоких энергий на кривой (d, n) . Разницу в этом случае они связывают с процессом срыва.

10.4. КОНКУРЕНЦИЯ ДЕЛЕНИЯ С ИСПУСКАНИЕМ НЕЙТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Были проведены многочисленные радиохимические исследования реакций под действием заряженных частиц средних энергий. В этих исследованиях сечения деления либо определялись прямым анализом выходов продуктов деления, либо косвенно, анализом других продуктов распада [18—38]. (Особого внимания заслуживают работы [20, 35—38].) Мы рассмотрим лишь несколько избранных примеров исследований такого рода.

В качестве первого примера рассмотрим взаимодействие U^{235} с ионами гелия. На рис. 5 и 6 приведены функции возбуждения реакций (α, xn) и (α, pxn) . Выходы реакции (α, xn) заметно ослаблены конкуренцией деления с испарением частиц. Пиковые значения составляют лишь несколько миллибарн по сравнению с величинами примерно в 1000 мбарн, которые наблюдались бы в отсутствие конкуренции. Высота пиков уменьшается с увеличением x для $x > 1$.

Это понижение пиков для последовательных этапов реакций (α, xn) интерпретируется как указание на то, что деление на каждом этапе испарительного каскада успешно конкурирует с реакциями, идущими через составное ядро. Так, пик в сечении реакции $(\alpha, 3n)$ ниже, чем в сечении реакции $(\alpha, 2n)$, поскольку в первом случае делению предоставляется возможность трижды «подобраться» с испарением, а во втором — только дважды. Длинный хвост у функций возбуждения (α, xn) и относительно высокое сечение реакций, протекающих с испусканием заряженных частиц, указывают на заметную роль прямых взаимодействий падающих частиц с нуклонами ядра на его поверхности. Процессы прямого взаимодействия, по всей вероятности, не испытывают столь сильной конкуренции со стороны деления, поскольку в этих случаях ядру передается меньшая энергия.

Сечения деления измерялись радиохимическим анализом выхода отдельных продуктов деления в числе, достаточном для построе-

ния массовой кривой. Форма массового распределения в случае U^{235} с увеличением энергии меняет свою форму в соответствии с тем, что говорилось выше. Полное сечение реакций распада сравнивается с полным сечением деления на рис. 7, из которого следует, что

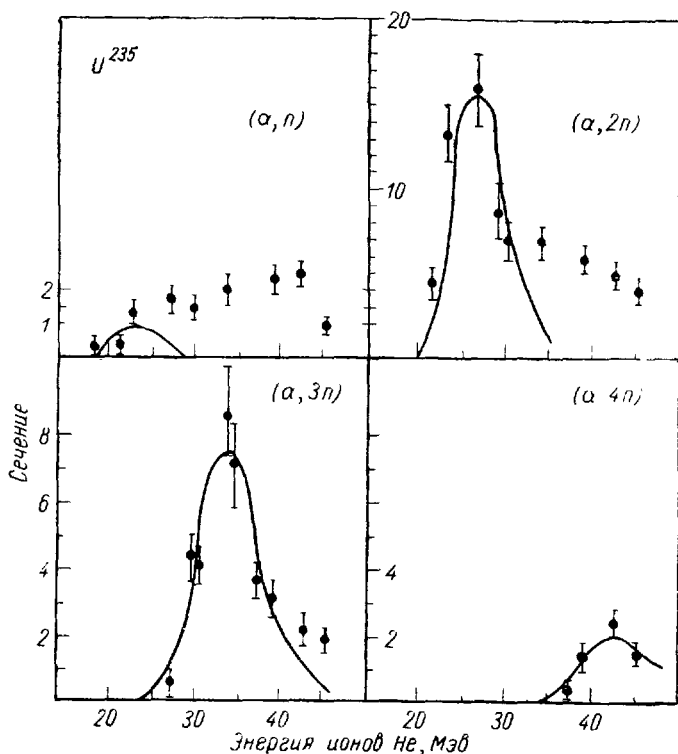


Рис. 5. Зависимость выходов ядер — продуктов (α, xn) , мбарн, от энергии α -частиц, бомбардирующих ядро U^{235} .

Точки — экспериментальные значения, кривые — расчет по модели Джексона, модифицированной для учета конкуренции деления [20].

на деление приходится более 90% полного сечения реакции. Оно настолько велико для урана и более тяжелых элементов, что не стоит пытаться следить за его изменениями от ядра к ядру, изучая процентные изменения в сечении деления. Гораздо более чувствительным методом определения возможности деления является определение выходов продуктов других реакций, пиковые значения которых служат весьма чувствительным индикатором конкуренции деления.

Сопоставим, например, некоторые данные по реакциям на U^{233} , U^{238} и Pu^{239} с только что рассмотренными результатами для U^{235} (рис. 8—13). Выход реакций (α, xn) монотонно падает с уменьшением массового числа изотопа урана. Этот эффект — влияние массового числа — отмечали также Глесс, Карр, Коббл и Сиборг [38] при изучении изотопов плутония. Зависимость делимости от массового

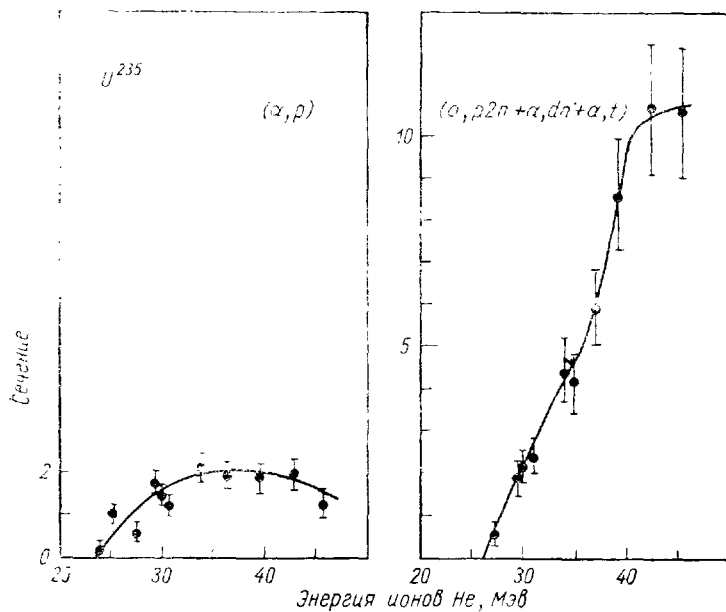


Рис. 6. Зависимость выхода реакций с вылетом протона от энергии α -частиц. Ядро-мишень U^{235} [20] (сечение реакции, мбарн).

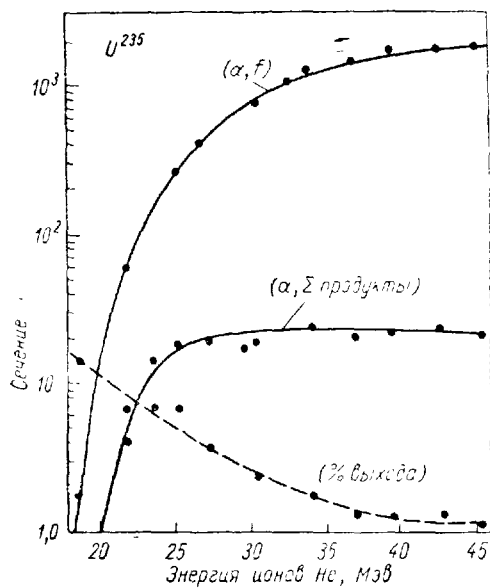


Рис. 7. Функции возбуждения деления и расщепления на U^{235} (сечение реакции, мбарн):
 --- доля реакций в полном сечении [20].

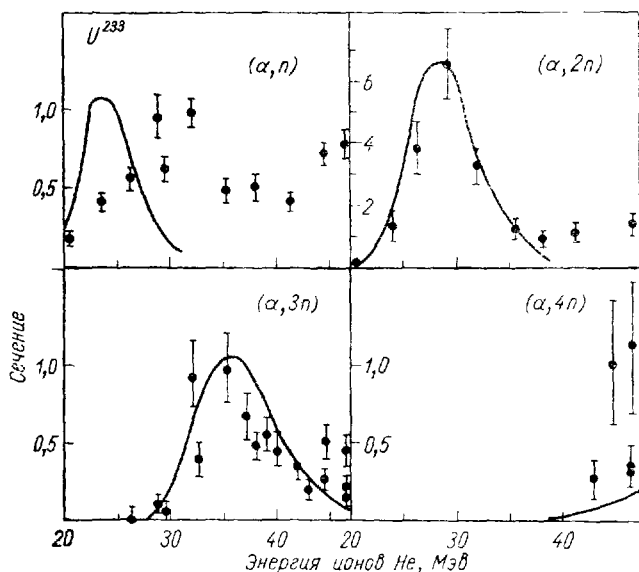


Рис. 8. Зависимость выхода продуктов реакций (α, xn) на мишени U^{238} от энергии α -частиц (сечение реакции, мбарн).

Точки—экспериментальные данные, кривые рассчитаны по модифицированной модели Джексона [20].

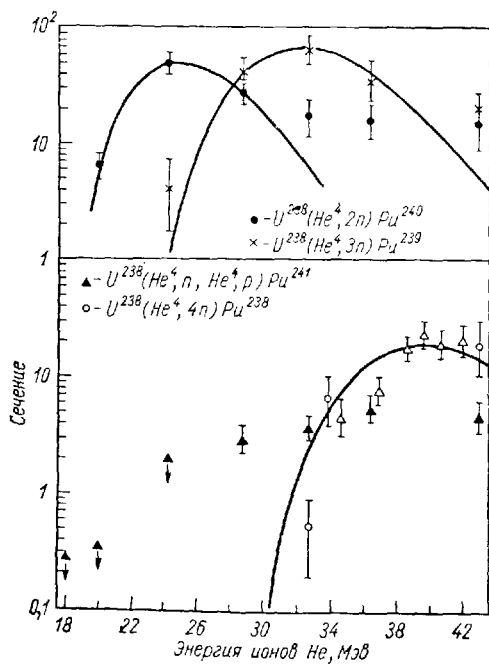


Рис. 9. Зависимость выхода продуктов реакций (α, xn) от энергии α -частиц на мишени U^{238} (сечение реакции, мбарн).

Точки—экспериментальные данные, кривые рассчитаны по модифицированной модели Джексона [25].

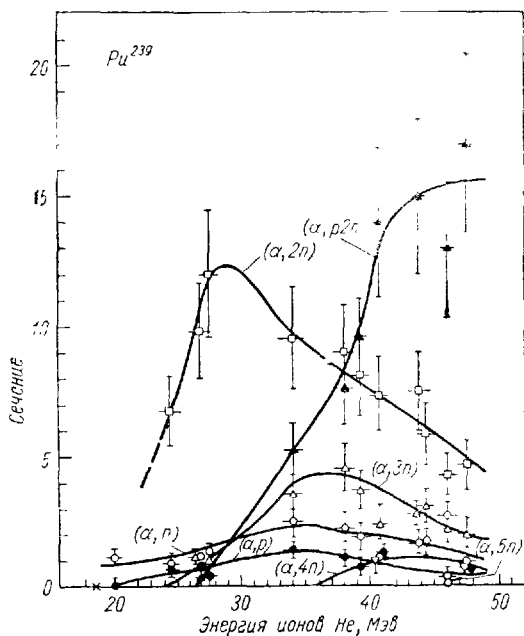


Рис. 10. Зависимость выхода продуктов реакций (α, xn) от энергии α -частиц на ядре-мишени Pu^{239} [38] (сечение реакции, мбарн).

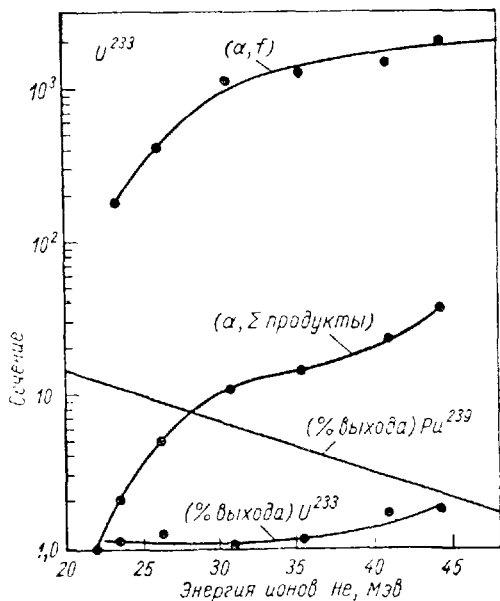


Рис. 11. Функции возбуждения деления и расщепления на U^{233} . Приведены также полные сечения реакций на U^{239} и Pu^{239} для сравнения [20], мбарн.

числа столь сильна, что U^{233} делится ионами гелия лучше, чем Pu^{239} (см. рис. 11), несмотря на то что у Pu Z^2/A больше. Два фактора определяют эту зависимость: относительная делимость соответствующего составного ядра и легкость, с которой нейтроны испаряются из него. Возможность деления возрастает с повышением Z^2/A ; изотопы кюрия, образованные при облучении Pu^{239} , имеют большие значения Z^2/A , чем изотопы плутония, образуемые при бомбардировке U^{233} . Вероятность испарения нейтронов повышается

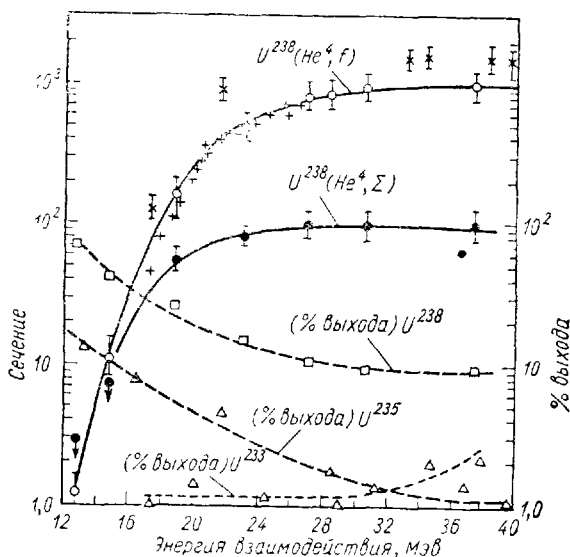


Рис. 12. Функции возбуждения деления и расщепления при облучении U^{238} ионами He^4 .

Пунктир — доля реакций в полном неупругом сечении взаимодействия U^{233} , U^{235} и U^{238} с α -частицами, мбарн. Кривые показывают рост этой доли с увеличением массы ядра-мишени [25].

с уменьшением энергии связи; энергии связи изотопов кюрия, образуемых в реакции с Pu^{239} , ниже, чем у изотопов плутония, которые получают при облучении U^{233} . Следовательно, более высокая делимость изотопов кюрия компенсируется и преодолевается большей вероятностью испарения нейтронов ядрами этих изотопов.

Сильное влияние массового числа A на относительную вероятность испускания нейтронов и деления для разных изотопов одного и того же элемента можно объяснить аналогичным образом. Наиболее полные данные имеются для изотопов урана и плутония. С увеличением A значение параметра Z^2/A уменьшается и вероятность испарения нейтронов возрастает. Кроме того, у рассматриваемых ядер пороги деления расположены ниже энергии связи нейтрона, в результате чего ядро, которое не делилось достаточно долго для того, чтобы

испарить все нейтроны, которые позволяет испарить начальная энергия возбуждения, может сохранить после этого достаточно энергии, чтобы поделиться. Таким образом, деление получает дополнительный шанс, на этот раз в отсутствие нейтронной конкуренции. Чем выше энергия связи нейтрона и чем ниже порог деления, тем шире энергетический интервал, в котором может наблюдаться такое деление. Поскольку энергии связи нейтрона уменьшаются, а пороги деления растут с увеличением A , то конкуренция такого деления будет ослабевать с ростом A . Таким образом, все три упомянутых фактора в случае изотопов одного и того же элемента, ослабляют нейтронную конкуренцию при увеличении массового числа.

Если описываемый нами механизм деления правилен, то выход некоторых продуктов, соответствующих достаточно поздним стадиям испарительной цепочки, должен служить хорошим индикатором средней делимости, наблюдаемой в рассматриваемых реакциях с заряженными частицами. Рис. 14 демонстрирует интересный случай, поскольку в нем видно некулонное уменьшение выхода реакции $(\alpha, 4n)$ с уменьшением массы облучаемого изотопа урана [39]*.

Выводы несколько более количественного характера можно получить в результате расчетов, основанных на видоизмененной модели Джексона [14], дающей статистическое описание ядерных реакций. Мы описали эту модель выше, в разд. 3, но прежде чем применять ее к тяжелым элементам типа тория, урана и плутония, необходимо учесть эффект конкуренции деления. В этом мы будем следовать данным Ванденбоша и др. [20].

Конкуренция деления будет учитываться в рамках модели образования составного ядра с последующим каскадным испарением нейтронов. Деление конкурирует с нейтронной эмиссией на каждой

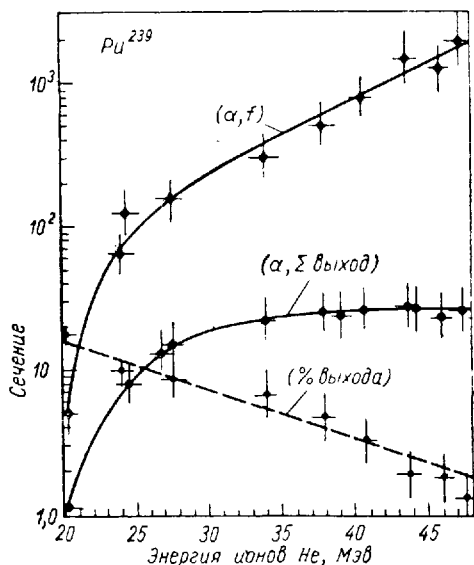


Рис. 13. Функции возбуждения деления расщепления при облучении Pu^{239} ионами He^4 [38] (сечение реакции, мбарн).

* Ванденбош хорошо объясняет связь сечения реакции $(\alpha, 4n)$ с возможностью деления в своей диссертации UCRL — 3858, 1957. См. также R. V a n d e n b o s h, G. T. S e a b o r g, Phys. Rev., 110, 507 (1958).

стадии этого каскада. Необходимо рассмотреть два эффекта: во-первых, деление может происходить и в том случае, когда испускание нейтронов еще энергетически возможно, тем самым ядро разрушается на одном из первых звеньев испарительной цепочки; во-вторых, некоторая часть актов деления происходит, когда уже испарились все нейтроны, которым хватило для этого энергии. При этом выводится из строя ядро с энергией возбуждения меньше энергии связи нейтрона, которое в отсутствие деления разрядилось бы в результате высвечивания γ -квантов.

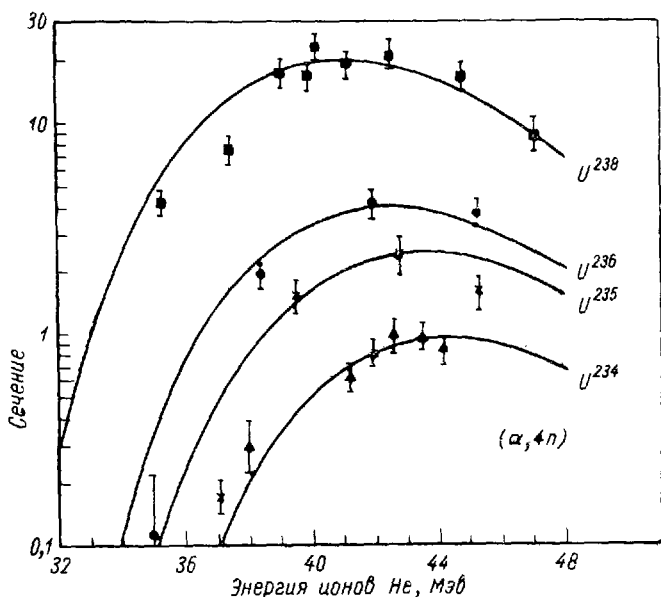


Рис. 14. Функции возбуждения реакции $(\alpha, 4n)$ на разных изотопах урана [36] (сечение реакции, мбарн).

Вероятность испускания нейтрона возбужденным ядром задается отношением ветвления (отношением ширин уровней) $\Gamma_n / \sum_i \Gamma_i$, которое мы будем в дальнейшем обозначать G_n . Аналогично, отношение ветвления для деления $\Gamma_f / \sum_i \Gamma_i$ обозначим G_f , а для испускания γ -квантов G_γ . Знаменатель $\sum_i \Gamma_i$ содержит члены, соответствующие всем возможным типам распада составного ядра. Однако мы предположим, что ширины, отвечающие испарению протонов и γ -излучению, пренебрежимо малы в тех случаях, когда испускание нейтронов или деление возможны энергетически. Когда энергия возбуждения выше порога деления, но ниже энергии связи нейтрона, G_f полагается равным единице. Следовательно, для учета конкуренции, оказываемой делением на разных этапах испарите-

льного каскада, мы будем умножать вероятность $P(E, x)$ [см. выражение (1)] на G_{ni} , получая тем самым вероятность того, что исходное ядро не только испарит x нейтронов, но и избежит при этом деления.

После испускания всех нейтронов остаточное ядро может либо поделиться, либо испустить γ -лучи. Как упоминалось выше, мы делаем несколько произвольное предположение, что если остаточное ядро имеет энергию возбуждения, превышающую порог деления, оно поделится, а если ниже, — испустит γ -лучи. В модели Джексона первая неполная Γ -функция [см. выражение (2)] дает вероятность того, что исходное ядро испустит по крайней мере x нейтронов; вторая определяет вероятность остаточному ядру иметь энергию возбуждения выше энергии связи последнего нейтрона. Следовательно, для учета деления на заключительной стадии мы заменим последнюю неполную Γ -функцию вероятностью того, что остаточное ядро будет иметь энергию, превышающую барьер деления. В результате пики, теоретически описывающие функции возбуждения, будут сужаться, что лучше согласуется с экспериментом.

Используя эти соображения, можно выразить сечение реакции, идущей через составное ядро, в следующем виде

$$\sigma_{(\alpha, xn)} = \sigma_s G_{n1} G_{n2} \dots G_{nx} [I(\Delta, 2x-3) - I(\Delta_x^f, 2x-1)], \quad (5)$$

где

$$\Delta_x^f = \frac{\left(E - \sum_i^x B_i - E_{\text{пор}}\right)}{T},$$

($E_{\text{пор}}$ — порог деления остаточного ядра); индексы 1, 2, ..., x у фактора G_n относятся к отношениям ветвления для испускания первого, второго, ..., x -го нейтрона из составного ядра; σ_s — сечение образования составного ядра при рассматриваемой энергии возбуждения.

Необходимо вычислить величины G_n и выбрать значение ядерной температуры. Не слишком много известно о зависимости Z, A , четности числа нуклонов и т. д. от энергии возбуждения и состава ядра. Мы использовали следующие предположения об отношении Γ_n/Γ_f :

1. Γ_n/Γ_f не зависит от энергии возбуждения, когда она значительно превышает порог нейтронной эмиссии;

2. Γ_n/Γ_f для четно-четных ядер вдвое больше отношения Γ_n/Γ_f для нечетных ядер (нечетно-нечетные изотопы нам здесь рассматривать не придется);

3. Кроме влияния четности числа нуклонов, отношение имеет общую тенденцию увеличиваться с ростом массового числа.

Форма функций возбуждения деления быстрыми нейтронами показывает, что первое предположение вполне может быть принято в качестве начального приближения. Это и подтверждается результатами анализа функций возбуждения ядерных реакций при высоких

энергиях. Этот анализ провел Батцел [40]*. К тому же заключению пришли Глесс с сотрудниками [38] на основе анализа функций возбуждения различных реакций. Имеются, однако, указания на то, что отношение Γ_n/Γ_f увеличивается с ростом энергии возбуждения [41]. Второе предположение основано на том, что нечетное ядро, получившееся в результате испарения нейтрона из четно-четного ядра, имеет большую плотность уровней, чем четное ядро, образованное при распаде нечетного; взятый нами множитель — двойка — соответствует оценкам Вейскопфа [42]. Зависимость Γ_n/Γ_f от массового числа была рассчитана по графику отношения нейтронной и делительной ширин, полученному из анализа реакций (α , $4n$) на различных изотопах урана [39]. Оказалось, что отношение Γ_n/Γ_f увеличивается в 1,3 раза при увеличении массового числа A на единицу.

Если иметь в виду сказанное выше, то для расчета функций возбуждения всех возможных (α , xn) реакций остается выбрать лишь значения двух параметров. Это ядерная температура T и среднее

Таблица 1
Нейтронные отношения ветвления, использованные при расчете
сечений реакций U^{233} и U^{235}

Отношение	U^{233}	U^{235}	Отношение	U^{233}	U^{235}
$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_1$	0,12	0,23	$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_4$	0,10	0,21
$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_2$	0,17	0,32	$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_8$	0,04	0,09
$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_3$	0,07	0,15			

Примечание. Индексы означают испускание 1-го, 2-го и последующих нейтронов из работы [20].

значение отношения Γ_n/Γ_f . Рассчитывались сечения реакций (α , xn) на U^{233} и U^{235} . Среднее (геометрическое) значение отношения Γ_n/Γ_f равно 0,11 для U^{233} и 0,21 для U^{235} , а ядерные температуры равны 1,41 и 1,35 $Mэв$ соответственно. Эти значения обеспечивают наилучшее согласие с экспериментальными данными. Нейтронные отношения ветвления, соответствующие выбранным значениям Γ_n/Γ_f , приведены в табл. 1**.

* См. описание аналогичного анализа, выполненного Линднером и Туркевичем (см. разд. 11.4).

** Глесс с сотрудниками [24, 38] показали, каким образом можно получить фактор G_n для определенного ядра при заданной энергии возбуждения из сечений реакций. В нескольких благоприятных случаях это можно сделать без введения дополнительных предположений о влиянии эффектов, связанных с плотностью уровней. Рассмотрим реакции $Pu^{238}(\alpha, 2n)$ и $Pu^{239}(\alpha, 3n)$, конечным продуктом которых является Sm^{240} и в которых промежуточные ядра обладают близкими энергиями возбуждения, если рассматривать «пиковые»

Расчетные кривые сравниваются с экспериментальными точками на рис. 5 и 8. Принимая во внимание простоту модели, согласие ее с теми экспериментально наблюдаемыми характеристиками, которые, по-видимому, объясняются образованием составного ядра, является хорошим. Согласие пиковых значений сечений реакций $(\alpha, 2n)$, $(\alpha, 3n)$ и $(\alpha, 4n)$ подтверждает правильность выбора зависимости отношения G_n/G_f от массового числа и состава ядра.

Ввиду того что отношения ветвления, приведенные в табл. 1, позволяют успешно воспроизвести некоторые черты функций возбуждения ядерных реакций, эти отношения ветвления можно ис-

Таблица 2

Доля делений, происходящих после испарения числа нейтронов
при делении U^{233} и U^{235} ионами гелия

Энергия ионов He, Мэв	Энергия возбуждения, Мэв	Доля нейтронов, испущенных перед делением, %				Средняя энергия воз- буждения, Мэв
		0	1	2	3	
U^{233}	46	88	9,6	1,8	0,1	38,3
	36	88	10	2	—	28,4
	29	90	10	—	—	22,2
U^{235}	42	77	16	6	1	34,2
	32	78	16	6	—	24,6
	23	83	17	—	—	16,6

Примечание. В каждом случае приводятся результаты расчетов для трех различных начальных энергий возбуждения из работы [20].

пользовать для расчета вероятности деления, предшествующего испусканию того или иного числа нейтронов. Задавшись начальной энергией возбуждения составного ядра, мы можем также рассчитать среднюю энергию возбуждения, с которой происходит деление. Предполагается, что средняя энергия возбуждения остаточного ядра после испускания нейтрона есть начальная энергия возбуждения минус энергия связи нейтрона и минус $2T$, где T — ядерная температура, выбранные значения которой для U^{233} и U^{235} равны 1,41 и 1,35 Мэв соответственно.

В табл. 2 приведены вероятности деления после испарения разного числа нейтронов при облучении ионами He^4 различных энер-

значения энергии налетающих частиц. Отношение сечений определяется выражением

$$\frac{\sigma(\alpha, 2n)_{233}}{\sigma(\alpha, 3n)_{233}} = \frac{G_{n2} G_{n1} \sigma_t^{233}}{G_{n3} G_{n2} G_{n1} \sigma_t^{239}}.$$

Множители G_{n2} и G_{n1} сокращаются. Отношение полных сечений близко к единице и отношение сечений процессов (α, xn) можно рассчитать прямо по экспериментальным данным. Следовательно, можно рассчитать G_{n3} — нейтронное отношение ветвления — для ядра Sm^{243} , возбужденного примерно до 30 Мэв. Возможности использования этого метода весьма ограничены.

гий. Во второй строке приводится начальная энергия возбуждения, соответствующая заданной энергии падающих частиц. В последней строке стоит средняя энергия возбуждения, с которой происходит деление при каждой из трех выбранных начальных энергий возбуждения для каждого изотопа. Расчеты Коффина и Халперна дают результаты, в основном согласующиеся с приведенными здесь [41].

В соответствии с предположением, что Γ_n/Γ_f не сильно меняется с энергией, повышение вероятности деления с ростом энергии возбуждения составного ядра следует связывать не с ростом относительной вероятности, а с увеличением числа случаев, когда деление возможно.

Анализ такого рода производился многими авторами [20, 35, 36, 38, 43, 44] с использованием всех имеющихся экспериментальных данных по реакциям на тяжелых элементах. Авторы работы [35] сочли также интересным исследовать значения Γ_n/Γ_f , полученные из экспериментальных данных по сечениям деления нейтронами с энергией 3 Мэв и γ -квантами тормозного излучения с граничной энергией 12 Мэв; их результаты мы воспроизводим в табл. 3. При обсуждении выводов, основанных на этих данных, мы цитируем работу Хойзенги и Ванденбоша [35].

Таблица 3

Отношения нейтронной и делительной ширин, полученные из экспериментов с энергией тормозного излучения 12 Мэв (фотоделение, фотонейтроны)

Ядро-мишень, делящееся ядро	Γ_n/Γ_f	Ядро-мишень, делящееся ядро	Γ_n/Γ_f
Th ²³⁰	4,9	U ²³⁶	2,1
Th ²³²	12	U ²³⁸	5,0
U ²³³	1,0	Np ²³⁷	1,0
U ²³⁴	1,6	Pu ²³⁹	0,4
U ²³⁵	1,6		

Можно отметить общее у приведенных результатов. На рис. 15 отношение нейтронной и делительной ширин изображено как функция массового числа. Эти данные можно разбить на довольно четкие группы вдоль почти прямых параллельных линий, соответствующих различным атомным номерам составного ядра. Не наблюдается какого-либо очевидного систематического различия между значениями Γ_n/Γ_f , полученными из экспериментов разного типа или для составных ядер с различными энергиями возбуждения. Небольшая вариация в зависимости Γ_n/Γ_f от атомного номера наблюдается примерно при $Z = 93$. Для больших значений атомного номера Γ_n/Γ_f зависит от Z или от Z^2/A не столь сильно, как для меньших значений. Этот пункт практически важен в связи с проблемой получения далеких трансурановых элементов в ядерных реакциях.

Как уже упоминалось, сильную зависимость от атомного номера при фиксированном массовом числе можно объяснить следующими двумя экспериментально наблюдаемыми фактами.

1. Энергия связи нейтрона повышается с уменьшением массового числа, все больше затрудняя испарение нейтронов.

2. Порог деления уменьшается с уменьшением массового числа, которое ведет к увеличению параметра делимости (здесь мы пренеб-

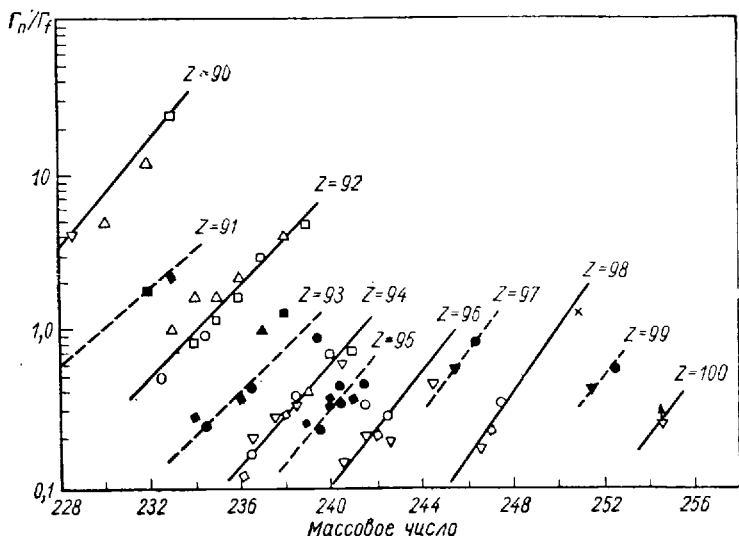


Рис. 15. Зависимость отношения вероятностей нейтронной эмиссии и деления от массового числа.

Открытые и черные значки соответствуют ядрам с четным и нечетным зарядом соответственно. Δ — данные, полученные для реакций на γ -квантах и соответствуют энергиям возбуждения 8–12 Мэв; $\square$ — результаты, полученные на нейтронах с энергией 3 Мэв, соответствуют энергиям возбуждения 8–10 Мэв, $\circ$, $\diamond$, ∇ — величины Γ_n/Γ_f , полученные по функциям возбуждения ядерных реакций при средних энергиях возбуждения 13, 18 и 23 Мэв соответственно [35].

регаем обратной тенденцией в зависимости E_f от A для самых тяжелых изотопов каждого элемента). Можно ожидать, что на графике такого типа четно-четным и нечетным ядрам будут соответствовать разные линии, особенно в тех случаях, когда конкуренция наблюдается лишь на одном этапе. Однако изучение данных по фотоделению и делению нейтронами с энергией 3 Мэв изотопов урана не обнаруживает какого-либо систематического отклонения от единственной прямой линии, несмотря на то что представлены данные, соответствующие обоим типам ядер. Четно-четное составное ядро имеет большую энергию связи, чем нечетное, но нечетное ядро, образовавшееся в результате испарения нейтрона четно-четным ядром, обладает более высокой плотностью уровней, чем четно-четное ядро, возникающее при испарении нейтрона ядром нечетного изотопа. Влияния

этих двух факторов на Γ_n/Γ_f в первом приближении уравниваются.

Корреляции в сечениях фотоделения и деления быстрыми нейтронами 40, 44 удобнее всего проследить, используя параметр делюности Z^2/A . График на рис. 16, а демонстрирует такую корреляцию. Ядра с меньшим атомным номером удовлетворительно согласуются с наблюдающейся закономерностью, чего нельзя сказать об изото-

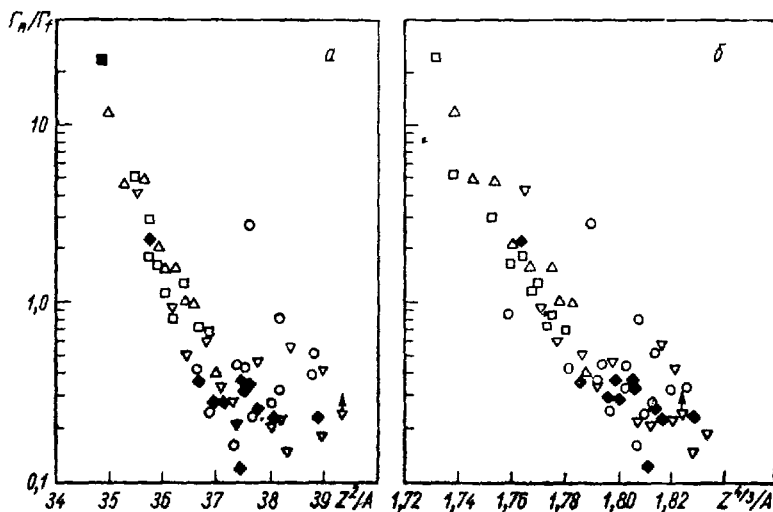


Рис. 16. Зависимость отношения нейтронной и делительной ширин от параметров Z^2/A (а) и $Z^{4/3}/A$ (б).

Обозначения на рисунке те же, что и на рис. 15 [35].

пах с атомным номером, превышающим 94. Например, изотопы плутония, образованные при облучении ионами гелия, характеризуются меньшим значением отношения нейтронной и делительной ширин, чем изотопы фермия, образующиеся в результате реакции ионов гелия с ядром Cf^{252} , хотя у последнего значения Z^2/A существенно больше.

Хенкель и Баршалл [45] обнаружили, что сечения деления быстрыми нейтронами можно упорядочить с помощью параметра $\frac{Z^{3/4}}{A}$ (см. рис. 8 гл. 3). Аналогичный график, содержащий все известные величины Γ_n/Γ_f , показан на рис. 16, б. Корреляция данных, особенно для высоких значений атомного номера, несколько улучшается по сравнению с зависимостью от Z^2/A . Теоретический смысл параметра $Z^{4/3}/A$ неясен, однако улучшение корреляции можно связать с усилением зависимости от массового числа по сравнению с зависимостью от атомного номера, и это существенно, поскольку от массового числа зависят как энергии связи нейтронов, так и пороги деления.

Возможно, более важным параметром с точки зрения изучения отношений Γ_n/Γ_f является разность между порогом деления и энер-

гией связи нейтрона. Фуджимото и Ямагучи [46], развив теорию Бора — Уилера, получили следующее приближенное соотношение:

$$\Gamma_n/\Gamma_f \approx (TA^{2/3}/10) \exp(E_f - B_n)/T. \quad (6)$$

Джексон предположил [47], что при исследовании зависимостей такого типа следует использовать эффективные значения разницы между порогом деления и энергией связи нейтрона. Эти эффективные значения отличаются от истинных вследствие зависимости

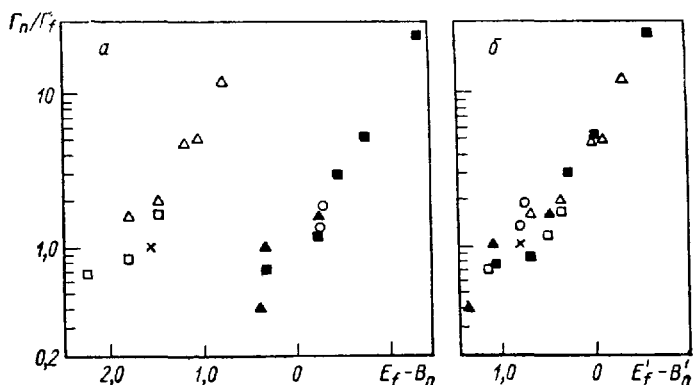


Рис. 17. Зависимость отношения делительной и нейтронной ширины для случаев, когда конкуренция осуществляется только на одном этапе, от разницы:

а — между истинными значениями порога деления и энергии связи нейтрона $E_f - B_n$ и б — между эффективными значениями $E'_f - B'_n$. $\square$, $\triangle$ — четно-четные составные ядра; $\blacksquare$ — четно-нечетные ядра; $\times$ — нечетно-четные, а $\circ$ — нечетно-нечетные ядра [35].

плотности уровней от типа ядра. Предполагается, что экспоненциальная зависимость плотности уровней от энергии возбуждения определяется отсчетом энергии от массовой поверхности [48], которая определяет положение основного состояния в отсутствие сдвигов, связанных с энергией спаривания. В частности, основные состояния изотопов с нечетным A принимаются за начало отсчета, а основные состояния четно-четных и нечетно-нечетных изотопов располагаются на $0,72 \text{ Мэв}$ выше и ниже этой поверхности соответственно. Среднее расстояние между массовыми поверхностями четно-четных и нечетно-нечетных изотопов в $1,44 \text{ Мэв}$ найдено для области тяжелых элементов экспериментально [49]. Этот пункт обсуждался в гл. 1. По аналогичным соображениям массовые поверхности, соответствующие седловым точкам для деления четно-четных и нечетно-нечетных изотопов, выбираются на $0,4 \text{ Мэв}$ ниже и $0,3 \text{ Мэв}$ выше соответственно по отношению к массовой поверхности для ядер с нечетным A .

Зависимость Γ_n/Γ_f от типа ядра продемонстрирована на рис. 17, где все отложенные значения Γ_n/Γ_f получены из данных, которые

соответствуют конкуренции деления с нейтронной эмиссией лишь на одном этапе реакции. На рис. 17, а абсцисса соответствует истинной разнице между порогом деления и энергией связи нейтрона ($E_f - B_n$). Пороги деления для данного конкретного сопоставления были получены с помощью формулы Святецкого [50], поскольку она лучше всего систематизирует значения порогов деления в рассматриваемом узком интервале массовых чисел. На рис. 17, б, в качестве абсциссы использовано значение эффективной разности $E_f' - B_n'$. Прекрасное согласие между значениями Γ_n/Γ_f для ядер разного типа подтверждает правильность предположения, касающегося массовых поверхностей в основном состоянии и в седловой точке, которое было высказано выше.

Исследование всех данных по Γ_n/Γ_f для тяжелых элементов, проведенное несколькими авторами [20, 38, 43], привело к заключению, что явной зависимости этого отношения от энергии возбуждения установить нельзя.

Все, что нам известно об отношениях Γ_n/Γ_f для элементов тяжелее тория, можно суммировать в форме следующих утверждений:

- 1) Γ_n/Γ_f зависит от Z (см. рис. 15);
- 2) Γ_n/Γ_f зависит от A (см. рис. 14 и 15);
- 3) Γ_n/Γ_f не зависит или зависит слабо от энергии возбуждения при $E_x < 40$ Мэв;
- 4) Γ_n/Γ_f связано с величиной $B_n' - B_f'$.

Читателей, заинтересующихся более детальным обзором теоретических соображений и экспериментальных данных, касающихся Γ_n/Γ_f , мы отсылаем к статье Хойзенги и Ванденбоша [51].

10.5. КОНКУРЕНЦИЯ МЕЖДУ ДЕЛЕНИЕМ И ИСПУСКАНИЕМ НЕЙТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ ЭЛЕМЕНТОВ ЛЕГЧЕ ТОРИЯ

При изучении экспериментальных данных по делению элементов легче тория мы сталкиваемся с несколько иными систематиками и закономерностями. Файерхолл с сотрудниками [52—53] первыми провели интенсивное экспериментальное исследование и интерпретацию данных в этой области массовых чисел.

Как уже упоминалось (см. разд. 10.7), распределение осколков по массам при делении разделенных изотопов свинца и висмута нейтронами и α -частицами средних энергий симметрично; этим элементам при умеренных энергиях возбуждения соответствует скорее симметричный способ деления, чем асимметричный. Вероятность деления довольно мала, но она быстро увеличивается с ростом энергии возбуждения; Γ_f/Γ_n — быстро растущая функция энергии возбуждения ядра, по крайней мере по энергии 40 Мэв. При делении разделенных изотопов свинца нет каких-либо указаний на зависимость делимости от атомного числа, но определенно прослеживается зависимость от Z . Некоторые данные, иллюстрирующие это утверждение,

собраны на рис. 18. Поведение делимости в случаях, приведенных на этом рисунке, заметно отличается от того, что наблюдается у тяжелых элементов за торием.

Отношение Γ_f/Γ_n не растет до бесконечности, но должно довольно резко выходить на плато при энергиях выше 40 Мэв; это заключение следует из рассмотрения сечений деления ядер из рассматриваемой массовой области при облучении заряженными частицами с энергией 50—100 Мэв.

Поднимаясь по шкале атомных номеров к радю, Йенсен и Файерхолл [53] обнаружили трехгорбое массовое распределение при делении радия протонами с энергией 11 Мэв (см. рис. 21 разд. 10.7). Это указывает на присутствие обоих способов деления — симметричного и асимметричного — примерно с одинаковой вероятностью. Когда деление того же ядра мишени возбуждалось дейтронами с энергией 22 Мэв, выход продуктов симметричного деления был гораздо больше (см. рис. 22). Рассматривая сечения деления в этих двух случаях (примерно 2 мбарн на протонах и 50 мбарн на дейтронах) и учитывая, что полное сечение реакции по оценкам составляет в этих случаях 170 и 1200 мбарн соответственно, Файерхолл, Йенсен и Ньюзил [55] приходят к заключению, что вклад симметричного деления во втором случае по сравнению с первым существенно возрастает, а вклад асимметричного деления остается примерно тем же. Увеличение выхода симметричного деления с ростом энергии в этом случае очевидно. Зависимость аналогичного типа наблюдалась и при делении радия быстрыми нейтронами с энергией 3—21 Мэв [56], а также ионами He^3 и He^4 [57].

Получив эти результаты, Файерхолл, Йенсен и Ньюзил [55] повторили исследования делимости в радоне тория и более тяжелых элементах и пришли к выводам, несколько отличающимся от описанных выше. Они сочли важным подчеркнуть, что деление этих элементов заряженными частицами есть суперпозиция двух способов деления, симметричного и асимметричного, и поэтому необходимо

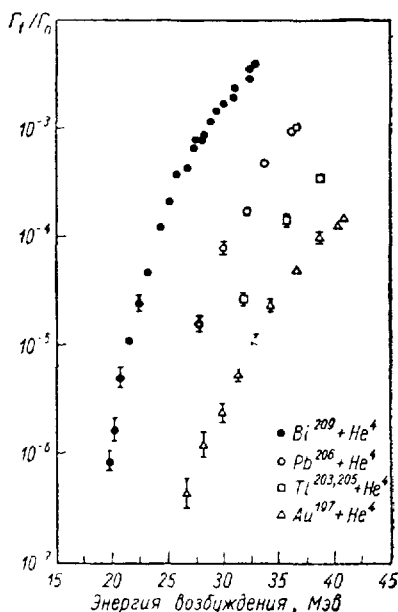


Рис. 18. Зависимость отношения делительной и нейтронной ширины для ядер-мишеней с $Z < 90$ от энергии возбуждения.

Сечения деления, использованные при расчете этих отношений, приведены в разд. 10. 2. Полные сечения рассчитывались по оптической модели с помощью выражений, приведенных в работе Huizenga, Igo [Nucl. Phys. 29, 642 (1962)] [7].

сперва разложить кривые выходов на симметричную и асимметричную части, а затем уже исследовать поведение сечений деления и отношений G_1/G_n в зависимости от энергии для каждого из двух способов поотдельности. Экспериментальным результатом, подтверждающим эту точку зрения, является трехгорбая кривая массового распределения, полученная Колби с сотрудниками [58] при делении U^{233} ионами гелия и Айером с сотрудниками [59] для деления Th^{232} нейтронами.

Предположив, что форма массового распределения для чисто симметричного способа деления для зарядивших элементов та же, что у самого радия, Файерхолл, Йенсен и Ньюзил предприняли предварительную попытку разложить имеющиеся в литературе массовые кривые на симметричную и асимметричную компоненты. Потом они показали, что вероятность симметричного деления у элементов за торием тоже растет весьма быстро с увеличением энергии возбуждения составного ядра, но этот рост внезапно прекращается, когда энергия доходит до 25 Мэв.

Как и у изотопов свинца, вероятность деления для симметричного способа не зависит от A . В то же время авторы приходят к выводу, что вероятность асимметричного деления максимальна при низких энергиях возбуждения, вблизи порога, а затем падает с ростом энергии возбуждения, и, возможно, даже обращается в нуль при энергии 20 Мэв.

Гипотеза двух способов деления хороша тем, что она одинаково применима в разных областях массовых чисел. Но она останется умозрительной интерпретацией, пока не окажется возможным выполнить разделение массовой кривой на симметричную и асимметричную составляющие с большей определенностью и пока накопление экспериментальных данных не позволит определить более точно характеристики обоих способов деления.

Непрерывный прогресс в физических методах регистрации энергий и скоростей обоих осколков деления одновременно сделал возможным гораздо более быстрое получение данных по выходам осколков, чем это допускается радиохимическими методами. Примеры применения таких методик к делению заряженными частицами можно найти в числе прочих в работах Бритта, Вегнера и Гурской [57] и Ветстона [60] (см. разд. 7 и 8).

10.6. РАДИОХИМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАССОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТОРИЯ И БОЛЕЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Еще в 1940 г. Нишина с сотрудниками [61] облучали уран быстрыми нейтронами, полученными в реакции $Li-D$, и нашли продукты симметричного деления, которые при делении тепловыми нейтронами к тому времени обнаружены не были. Сегре и Сиборг [62] выполнили аналогичные исследования примерно в то же самое время. Несколько позднее Энгелькемейер с сотрудниками [63] показали,

что выход Pd^{109} при делении Pu^{239} нейтронами с энергией 600 кэв примерно на 50 % выше, чем соответствующий выход при тепловом делении. Туркевич и Ниддей [64] снимали массовое распределение при облучении Th^{232} нейтронами спектра деления (средняя энергия 2,6 Мэв). Получилось двугорбое распределение, но отношение пика к провалу составляло всего 110 по сравнению с тепловым отношением 600 для U^{235} *.

Туркевич, Ниддей и Томпкинс [65] облучали торий нейтронами реакции $\text{Li} + \text{D}$. В их экспериментах большая часть актов деления вызывалась нейтронами с энергией от 6 до 11 Мэв. Отношение провала к пику в этом случае было 0,09, т. е. в 10 раз больше, чем в только что цитированной работе. Повышение этого отношения как функции энергии подчиняется общим закономерностям, которые иллюстрировались рис. 2.

В последние годы было проведено несколько радиохимических исследований, в которых было проанализировано такое количество различных продуктов деления, которое позволило установить функциональную зависимость массовой кривой от энергии бомбардирующих частиц.

Ни одно из этих исследований не является столь детальным, как тщательные измерения массовой кривой для деления U^{235} медленными нейтронами, которые разбирались в предыдущей главе. Поскольку полные исследования весьма трудоемки, большинство экспериментаторов считали необходимым ограничиться измерением лишь нескольких выходов и по этим данным восстановить основные черты кривых массового распределения. Построение таких кривых по экспериментальным данным требует предположений или сведений о распределении заряда в процессе деления; разные исследователи отдают здесь предпочтение разным уточняющим предположениям. (Обсуждение этого вопроса см. в гл. 5.) К счастью, конкретный выбор зарядового распределения не отражается на основных выводах, которые можно сделать из рассмотрения зависимости выходов осколков от энергии. В связи с кратким обсуждением во вводном разделе мы упоминали о наиболее очевидных закономерностях, таких, как переход от двугорбого распределения к широкому симметричному пику.

Из рассмотрения измеренных радиохимически массовых кривых можно получить сведения еще об одной важной величине, а именно о среднем числе нейтронов, испускаемых в акте деления. Это число можно найти, удваивая массовое число, соответствующее центральной точке кривой выходов и вычитая результат из массового числа делящегося ядра. Эти значения $\bar{\nu}$ известны с гораздо меньшей точ-

* В 1962 г. были опубликованы результаты повторного исследования массовой кривой Th^{232} , полученной при делении на нейтронном спектре реактора Айером и др. [J. Inorg. Nucl. Chem., 25, 465 (1962)]. Интересным результатом, доложенным в работе, было обнаружение трехгорбого распределения; центральный максимум, соответствующий симметричному делению, был не велик, но заметен.

ностью, чем соответствующие величины для деления тепловыми нейтронами, которые обсуждались в гл. 7. Тем не менее интересно отметить основные особенности поведения $\bar{v}$ в зависимости от типа и энергии частиц, вызывающих деление различных ядер.

Поскольку невозможно получить полные данные по массовым распределениям для всех делящихся ядер, полезно попытаться получить выводы из рассмотрения более ограниченных наборов данных.

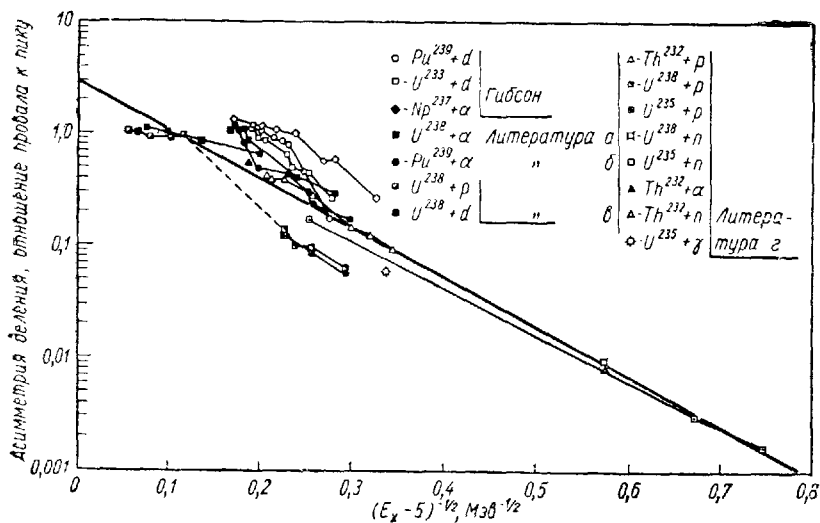


Рис. 19. Зависимость асимметрии деления (отношения провала к пику) от $(E_x - 5)^{1/2}$ различных тяжелых изотопов заряженными частицами, нейтронами и фотонами.

Ссылки: а—Ritsem a, UCRL—3266; б—Glass, UCRL—2560; в—Hicks, Gilbert, Phys. Rev., 100, 1286 (1955); г—Johnes et al, Phys Rev., 99, 184 (1955); ——— из работы г. Этот рисунок подготовлен Гибсоном (UCRL—3493) и отражает связь, отмеченную в работе Fowler et al. [Phys. Rev. 88, 71 (1952)].

Часто, например, выходы нескольких определенных осколков симметричного деления (выходы в провале) измеряются и сравниваются с выходами нескольких наиболее вероятных продуктов, соответствующих асимметричному делению (выходы в пике). Отношение провала к пику можно рассматривать как грубую оценку относительного вклада симметричного и асимметричного деления. Туркевич, Ниддей и Томпкинс [65] показали, что, отложив эти отношения в зависимости от энергии возбуждения, можно обнаружить довольно плавное увеличение вклада симметричного деления с ростом энергии. Предлагались и другие модификации этого графика.

Рис. 19 был подготовлен Гибсоном [66] на основании соотношения, предложенного Фаулером, Джонсом и Пелером [67]. По оси ординат откладывается отношение провала к пику. По оси абсцисс —

величина $(E_x - 5)^{1/2}$, где E_x — сумма (Мэв) энергии бомбардирующей частицы и ее энергии связи в составном ядре; 5 Мэв вычитаются, чтобы учесть энергию, необходимую для создания ядерной деформации, ведущей к делению. Квадратный корень отражает зависимость ядерной температуры от энергии, и величина $(E_x - 5)^{-1/2}$ пропорциональна обратной температуре деформированного ядра.

Коэффициент пропорциональности можно определить, предположив, что плотность уровней дается формулой Вейскопфа $W(E) = S \exp[2(E/a)^{1/2}]$. Джонс, Тимник, Пелер и Хэндли [68] использовали этот подход и получили соотношение $Y_{\text{провал}}/Y_{\text{пик}} = 2,8 \exp[-2,9/T]$, которое соответствует диагональной прямой линии на рис. 19. Поскольку относительная вероятность заселенности двух состояний, отличающихся по энергии на ΔE , есть $\exp[-\Delta E/T]$, то напрашивается вывод, что 2,9 Мэв есть дополнительная энергия, которую необходимо затратить для предпочтительного возбуждения симметричного деления по сравнению с асимметричным. Экспериментальные данные показывают четкую зависимость от величины $(E_x - 5)^{-1/2}$, хотя очевидно, что от приведенного простого соотношения существуют заметные отклонения*. Это не удивительно, поскольку прежде всего формула для плотности уровней, использованная при его получении, может оказаться недостаточно точной для рассматриваемых деформированных тяжелых ядер в интересующей нас области энергий.

Другое интересное исследование, основанное на измерении отношения пика к провалу, выполнили Боулс, Браун и Батлер [69, 70]. Эти авторы изучали рост с увеличением энергии отношения выходов симметричного и асимметричного деления при облучении протонами ядер-мишеней тория, урана и плутония. В качестве надежных индикаторов двух способов деления были выбраны изотопы Ag^{113} и Ba^{139} . Измерения отношения выходов Ag^{113} и Ba^{139} (симметричного к асимметричному) были выполнены с исключительной тщательностью, так же как и определение средней энергии и энергетического разброса протонов в пучке.

Общей тенденцией является рост отношения провала к пику с увеличением энергии, но на него накладываются некоторые нерегулярности. Они особенно заметны при низких энергиях, а при высоких постепенно сглаживаются. Эти нерегулярности, имеющие вид локальных минимумов или плато, особенно отчетливо проявляются в случае тория и интерпретируются следующим образом.

«Энергия возбуждения составного ядра в Pa^{233} равна кинетической энергии протона плюс 5,51 Мэв — энергия связи протона в ядре. Пока энергия возбуждения лежит в интервале 6—14 Мэв,

* Сугихара, Древинский, Троянелло и Александер [Phys. Rev., 108, 1264 (1967)] обнаружили, что их данные по делению урана дейтронами вообще не подчиняются этому линейному соотношению. См. также замечания Каца и др. [Phys. Rev., 99, 98(1955)].

главными реакциями являются (p, f) и (p, n) ; энергия делящегося ядра Pa^{233} растет с увеличением энергии протонов, растет и отношение $\text{Ag}^{113}/\text{Ba}^{130}$ (большая часть этого энергетического интервала недоступна из-за кулоновского барьера). При энергии возбуждения примерно 14 Мэв становится возможной реакция (p, nf) , причем необходимая для нее энергия складывается из энергии связи нейтрона (6,74 Мэв), кинетической энергии испускаемого нейтрона (около 2 Мэв) и энергии, необходимой для деления остаточного ядра Pa^{232} (5—6 Мэв).

Деление Pa^{232} [реакция (p, nf)] происходит с энергией возбуждения примерно на 8,74 Мэв ниже, чем деление Pa^{233} [реакция (p, f)] и отношение $\text{Ag}^{113}/\text{Ba}^{130}$ в этом случае соответственно меньше. Наблюдаемое отношение $\text{Ag}^{113}/\text{Ba}^{130}$, соответствующее смеси этих двух реакций деления, поэтому падает вблизи указанной энергии. При дальнейшем увеличении протонной энергии обе реакции — (p, f) , и (p, nf) происходят при большей энергии возбуждения, и отношение $\text{Ag}^{113}/\text{Ba}^{130}$ вновь растет, пока не вступает в строй реакция $(p, 2nf)$, вызывающая следующее понижение, и так далее.

Расстояния между спадами находятся в хорошем согласии с имеющимися данными об энергиях связи нуклонов и средних кинетических энергиях испаряемых частиц.

В случае тория наблюдаются шесть нерегулярностей при следующих значениях энергии протонов: 8,0; 14,0; 23,6; 29,5 и 48 Мэв. На кривой для U^{238} они отнюдь не так заметны, но различимы при энергиях 6,15; 13,0; 20,5; 27,0 и 35 Мэв. Кривая Pu^{239} поднимается значительно быстрее, и ярко выраженных особенностей на ней не заметно. Эту разницу в поведении трех кривых легко понять, вспомнив об относительной делимости трех изотопов-мишеней. Pu^{239} столь хорошо делится (имеет высокое Γ_f/Γ_n), что лишь немногие ядра успевают испустить нейтрон перед делением, т. е. реакции (p, nf) и $(p, 2nf)$ на этом ядре имеют меньшую вероятность по сравнению с (p, f) . В случае Th^{232} ситуация совершенно иная; по оценкам Батлера, Боулса и Брауна [70] реакция (p, nf) в 1,4 раза более вероятна, чем (p, f) . Имеется заметная вероятность, что некоторые из составных ядер протактиния живут достаточно долго, чтобы испустить четыре нейтрона и даже больше.

Эти данные и их интерпретация прекрасно согласуются с моделью деления через составное ядро, развитой в предыдущей главе, согласно которой деление конкурирует с нейтронной эмиссией на всех стадиях испарительного каскада. Они также соответствуют предположению Файерхолла, что вероятность симметричного деления растет с ростом энергии возбуждения.

Дополнительная информация о поведении отношения пика к провалу при делении U^{238} и Th^{232} протонами и нейтронами с энергией 3—12 Мэв была получена Чоппином, Мэриуэзером и Фоксом [71] на пучках частиц с точно фиксированной энергией, получаемых в ускорителе Ван де Граафа.

10.7. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ПО КИНЕТИЧЕСКИМ ЭНЕРГИЯМ У ЭЛЕМЕНТОВ ЗА ТОРИЕМ

Экспериментальные методы для одновременного измерения скоростей и кинетических энергий обоих осколков, обсуждавшиеся в предшествующих главах, можно применять при исследовании деления заряженными частицами, равно как и при изучении спонтанного деления и деления нейтронами. Преимуществом этих методов является быстрое накопление данных, по которым можно рассчитать массовое распределение и распределение по кинетическим энергиям. Можно извлечь и другие величины, такие, как среднее число нейтронов на акт деления и число нейтронов, испускаемых осколком определенной массы. Дисперсия массового распределения составляет обычно 3—5 единиц, так что информация, получаемая из радиохимических измерений с их идеальным массовым разрешением, более точна с точки зрения выяснения некоторых деталей. Но радиохимический анализ требует гораздо больших затрат труда и не обеспечивает выяснения других подробностей, которые можно исследовать с помощью физических методик.

В качестве примера применения физических методик мы можем сослаться на работу Ветстона [72], который измерял одновременно скорости обоих осколков при делении U^{233} , Th^{230} и Th^{232} α -частицами и дейтронами. Скорости измеряли методом времени пролета на базе 1,5 м. Параллельное исследование некоторых случаев было проведено Бриттом и Ветстоном [73], они измеряли кинетические энергии парных осколков при помощи полупроводниковых счетчиков.

Эти два набора данных дают информацию о массовых распределениях до и после испускания нейтронов. Результирующие кривые характеризуются теми же основными чертами, которые обнаружены в радиохимических исследованиях, упоминавшихся выше. Асимметричное деление гораздо более вероятно. Выходы симметричных осколков выше, чем при делении тяжелых элементов тепловыми нейтронами, и быстро растут с увеличением энергии бомбардирующих частиц.

Массовое распределение для асимметричного деления и распределение суммарной кинетической энергии в зависимости от отношения масс осколков сходны с распределениями для теплового деления, но имеют несколько большую ширину. Имеются ясные указания на то, что кинетическая энергия, выделяющаяся при симметричном делении, примерно на 10 Мэв ниже, чем при асимметричном.

Как упоминалось в разд. 7.3, Террелл [74] показал, каким образом можно восстановить число испускаемых нейтронов в зависимости от массы осколка, сравнивая точку за точкой массовые распределения до и после испускания нейтронов. Данные по измерению скоростей парных осколков дают массовое распределение до ис-

пускания нейтронов, а распределение после нейтронной эмиссии восстанавливается по измерениям энергий и радиохимическим данным. Бритт и Ветстон [73] сравнивали эти два распределения для U^{233} и Th^{230} при бомбардировке ионами гелия с энергией 25,7 и 29,5 Мэв, чтобы получить кривую числа нейтронов ν в зависимости от массы осколка. Результирующие значения ν изменяются плавно, определенных указаний на наличие какой-либо структуры не имеется. В частности, нет никакого падения вероятности нейтронной эмиссии в области масс 120—130 типа того, которое наблюдается при делении U^{233} тепловыми нейтронами (см. рис. 5 и его обсуждение в разд. 7.3). Экспериментальные ошибки, поправки за счет дисперсии и учет «деления со второго захода» приводят при делении заряженными частицами к большим неопределенностям в экспериментальных результатах, так что ν -распределение Бритта и Ветстона [73] не столь надежно, как данные для спонтанного деления и деления тепловыми нейтронами.

За недостатком места мы не можем более подробно остановиться на богатой экспериментальной информации, содержащейся в этих двух работах.

10.8. МАССОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЭЛЕМЕНТОВ ЛЕГЧЕ ТОРИЯ

Радиохимические исследования распределений продуктов деления при делении элементов легче тория заряженными частицами средних энергий привели к некоторым поразительным результатам и послужили толчком к развитию новых представлений о процессе деления. Первое исследование такого типа было выполнено Файерхоллом [52], который изучал деление висмута дейтронами с энергией 15 и 22 Мэв. В этих случаях сечения деления исключительно малы, составляя лишь $4 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$ и $1 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$ соответственно. Тем не менее Файерхолл сумел измерить массовое распределение и соответствующая кривая приведена на рис. 20. Она резко отличается от двугорбой кривой, наблюдающейся при делении самых тяжелых элементов при низких энергиях. Распределение имеет единственный максимум, симметричный относительно массы 103,5, и не обладает сколько-нибудь заметной тонкой структурой. Ширина распределения мала; на половине максимальной высоты она составляет лишь 17 массовых единиц.

Ньюзил и Файерхолл [54, 55] исследовали продукты деления разделенных изотопов свинца ионами гелия при разных энергиях вплоть до 42 Мэв. Во всех случаях получались узкие массовые распределения вроде приведенного на рис. 20, с той лишь разницей, что ось симметрии у более легкого изотопа Pb^{204} была сдвинута в сторону меньших масс по сравнению с Pb^{208} . Вэлиндер и Паппас [75] провели радиохимическое исследование продуктов деления естественной смеси изотопов свинца под действием протонов с энергией 54 Мэв. Было получено симметричное распределение с центром

при $A = 102$ и полушириной в 28 массовых единиц. Проинтегрированное сечение деления составляло (13 ± 4) мбарн. Бритт, Вигнер и Гурская [57] использовали систему полупроводниковых счетчиков для одновременного измерения кинетической энергии парных осколков при делении золота, таллия, свинца и висмута ионами He^3 с энергией 25 Мэв. Массовое распределение, полученное по результатам этих измерений с помощью закона сохранения импульса, показывало доминирующую роль разделения на равные осколки, но ширина распределения была больше. Некоторые характеристики полученных массовых и энергетических распределений приведены в табл. 4. Ванденбош и Хойзенга получили аналогичные результаты [76] при измерении энергии двух осколков, регистрируемых на совпадение при делении Au, Tl, Pb и Bi ионами гелия с энергией 43 Мэв и дейтронами с энергией 21,5 Мэв.

Барнетт [76] исследовал деление Au^{197} α -частицами с энергией 70 Мэв и Bi^{209} α -частицами с энергией 65 Мэв. Он подчеркнул, что такие измерения являются гораздо более чувствительной проверкой предсказаний модели жидкой капли, чем деление более тяжелых элементов. Расчеты Коэна и Святецкого показывают, что ядра в седловой точке в общем имеют форму двух сфероидов, соединенных тонкой шейкой, т. е. конфигурации ядра в седловой точке и в момент разрыва отличаются не сильно. Никс [76] продолжил расчеты Коэна и Святецкого по получению потенциальных поверхностей и равновесных конфигураций и развил динамическую теорию, которая позволяла рассчитать статистические распределения осколков по массам и энергиям исходя из статистических распределений в седловой точке. Барнетт обнаружил прекрасное согласие между теоретическими распределениями Никса [76 б] и собственными экспериментальными результатами.

Йенсен и Файерхолл облучали радий протонами с энергией 11 Мэв и обнаружили неожиданно трехгорбое распределение по

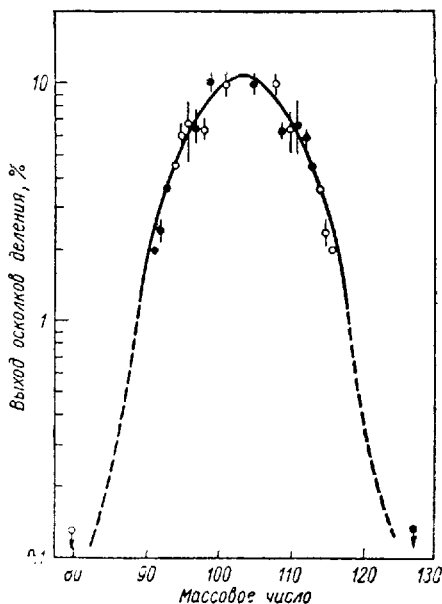


Рис. 20. Зависимость выхода осколков деления от массового числа для случая взаимодействия висмута с дейтронами с энергией 22 Мэв. Делится, по-видимому, Po^{211} с энергией возбуждения 27 Мэв.

● — наблюдаемый выход; ○ — выход дополнительного осколка при $\gamma = 4$.

Характеристики полных распределений по кинетическим энергиям в исследованных реакциях
[Брнт и Ветстон]

Ядро-мишень	Бомбардирующая частица	$E_{\text{лаб}},$ Мэв	$E^*,$ Мэв	$\langle \bar{E}_K^f \rangle,$ Мэв	$\langle \bar{E}_K \rangle,$ Мэв	$\sigma^2(E_K),$ Мэв ²	$\bar{m}_L,$ а.е.м	$\sigma_A^2(m),$ (а.е.м) ²	$\sigma_S^2(m),$ (а.е.м) ²	$\langle \nu_S^T \rangle / \nu_L$	$\langle \nu_S^L \rangle / \nu_L$
Au ¹⁹⁷	He ³	25,5	35,9	138,6±2	140,3	55±3	—	—	96,7±3	1,0	1,0
Tl ^{nat}	He ³	25,5	35,6	139,0±2	141,7	50±3	—	—	89,0±3	1,0	1,2
Pb ²⁰⁸	He ³	25,5	35,0	143,6±2	145,4	50±3	—	—	79,1±3	1,0	1,0
Bi ²⁰⁹	He ³	25,5	30,6	145,4±2	147,3	57±3	—	—	85,0±3	1,0	1,0
		22,1	27,2	144,8±2	146,5	48±3	—	—	72,7±3	1,0	1,0
Ra ²²⁶	d	14,0	21,8	150,9±2	154,9	88±5	89,0±0,3*	47,0±5*	100,0±10*	0,59	0,58
		11,7	19,5	151,0±2	154,9	90±5	89,5±0,3*	43,5±5*	90,0±10*	0,53	0,51
		9,8	17,6	152,0±2	155,8	89±5	88,9±0,3*	38,5±5*	96,0±10*	0,44	0,43
Ra ²²⁶	He ⁴	27,1	22,1	156,8±2	160,3	88±5	89,9±0,4*	38,0±2*	160,0±40*	0,24	0,30
		22,1	17,1	156,8±2	159,7	83±5	90,0±0,4*	38,5±2*	140,0±40*	0,16	0,19
Ra ²²⁶	He ³	23,4	32,2	154,4±2	158,9	94±5	90,1±0,6*	47,5±5*	130,0±20*	0,52	0,60
		20,9	29,7	153,4±2	157,7	93±5	89,6±0,6*	44,0±5*	160,0±30*	0,51	0,60
Th ²³⁰	p	8,0	12,8	159,6±2	162,6	92±5	93,3±0,3	48,5±2	—	0,14	0,09
		6,8	11,6	159,4±2	162,4	90±5	92,8±0,3	45,0±2	—	0,09	0,06

$E_{\text{лаб}}$ — энергия а-частиц в лабораторной системе. Величины $\langle \bar{E}_K^f \rangle$ и $\langle \bar{E}_K \rangle$ — конечная полная кинетическая энергия и начальная полная кинетическая энергия соответственно; $\sigma^2(E_K)$ — дисперсия распределения полной средней кинетической энергии.

массам, приведенное на рис. 21. Сечение деления при этой энергии протонов составляло всего 2 мбарн. Кривая интерпретируется как указание на существование в делении радия протонами с энергией 11 Мэв двух четко отличающихся способов деления симметричного и асимметричного, каждое со своим узким распределением осколков по массам.

Правое «крыло» массового распределения радия, соответствующее тяжелым осколкам, весьма похоже на асимметричные массовые

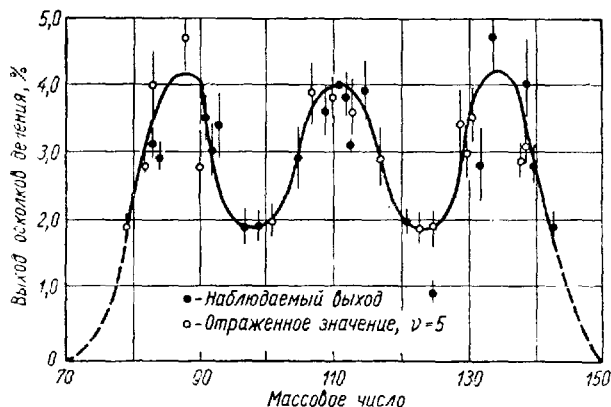


Рис. 21. Кривая выходов, полученная в работе Йенсена и Файерхолла для деления радия протонами с энергией 11 Мэв.

Составное ядро As^{227} имеет энергию возбуждения 16 Мэв. Трехгорбая кривая соответствует, видимо, смеси симметричного и асимметричного способов деления.

кривые других элементов. В пределах экспериментальных ошибок оно имеет ту же полуширину, что и кривая, соответствующая делению урана тепловыми нейтронами. Интересно также, что пик расположен в той же области значений масс, что и у элементов, испытывающих асимметричное деление. Таким образом, отмечавшееся выше (см. разд. 4.2) наблюдение о фиксированном положении правого максимума кривой распределения и переменном положении левого, «легкого» максимума остается в силе и при переходе к более легким делящимся элементам, и к радию, делящемуся симметрично.

На рис. 22 представлены результаты по делению радия дейтронами с энергией 22 Мэв. Процесс идет через составное ядро As^{228} с энергией возбуждения 30 Мэв. В этом случае кривая массового распределения соответствует в основном симметричному делению со значительно более широким максимумом. Кроме того, имеется указание на присутствие двух небольших максимумов в местах, где обычно располагаются асимметричные пики. Полное сечение составляет примерно 50 мбарн. Из сравнения сечений и массовых рас-

пределений в этих двух случаях ясно следует, что роль симметричного способа деления быстро растет с увеличением энергии. Бритт, Вигнер и Гурская [57] облучали радий дейтронами с энергией 9,8; 11,7 и 14,0 Мэв, измеряя энергии парных осколков системой полупроводниковых счетчиков. Распределение осколков по массам, полученное ими при этих низких энергиях, ясно указывает на присутствие симметричного и асимметричного способов деления. С увеличением энергии дейтронов возрастает относительная роль симметричного способа, в согласии с радиохимическими результатами на рис. 22.

Характеристики энергетических и массовых распределений для этих случаев приводятся в табл. 4 вместе с данными по делению радия ионами He^3 и He^4 и по делению Th^{232} протонами. Статья Бритта,

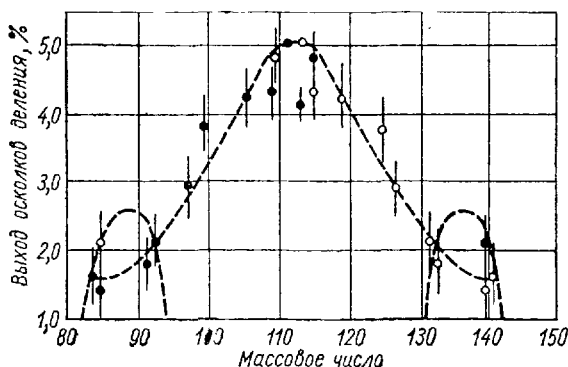


Рис. 22. Кривая выходов осколков деления Ra^{226} дейтронами с энергией 22 Мэв.

Составное ядро As^{228} имеет энергию возбуждения 30 Мэв [55]:

● — наблюдаемый выход; ○ — отраженное значение при $v=3$.

Вигнера и Гурской [57] содержит богатую и подробную информацию, которая показывает, что симметричный способ превалирует при делении элементов вблизи висмута, асимметричный — при делении элементов тяжелее тория, а деление промежуточных ядер представляет собой смесь двух способов. Их данные ясно показывают, что вероятность симметричного способа быстро увеличивается с ростом энергии возбуждения. Массовые распределения для двух способов деления имеют одинаковую форму для одинаковых составных ядер во всех случаях, хотя относительный выход симметричного и асимметричного деления меняется резко. Полная кинетическая энергия для асимметричного способа систематически выше, чем для симметричного; этот результат показывает, что расстояние между центрами заряда в момент разрыва у симметричного способа больше.

Другие авторы получали экспериментальную информацию о случаях, в которых важную роль играет конкуренция обоих способов деления.

Юник и Хойзенга [76 в] исследовали деление Bi^{209} , Ra^{226} и U^{238} ионами гелия. Их методика, результаты и выводы те же, что и в работе Бритта, Вигнера и Гарского [57].

Ноблз и Личмен [56] исследовали деление Ra^{226} быстрыми нейтронами. Кинетические энергии отдельных осколков измерялись сцинтилляционными ксеноновыми счетчиками. Сечение деления согласно результатам этих измерений быстро растет при изменении энергии нейтронов от 4 до 21 Мэв . Распределение осколков по энергиям (и следовательно, по массам) при самых низких значениях энергии нейтронов (3,3—4,6 Мэв) было двугорбым и соответствовало асимметричному делению, но быстро переходило в одногорбое распределение с увеличением энергии нейтронов. Функция возбуждения деления растет монотонно и на ней отсутствуют плато, характерные для заториевых элементов (см., например, разд. 3.5). Это указывает на быстрый рост отношения Γ_f/Γ_n для симметричного деления радия с увеличением энергии возбуждения.

Даффилд, Смит и Шарп [77] облучали радий γ -квантами энергией 23 Мэв . Радиохимическим анализом они сумели снять трехгорбое распределение, подобное показанному на рис. 21, которое соответствует делению протонами с энергией 11 Мэв .

Йенсен и Файерхолл [55, 78] изучали продукты деления, образующиеся при облучении мишеней радия ионами гелия с энергией 23,5 и 43 Мэв . Образующиеся составные ядра Th^{230} имели энергии возбуждения 18,5 и 38 Мэв соответственно. Распределения для этих составных ядер оказались весьма похожи на распределения для других тяжелых элементов; при низкой энергии оно выглядело как типичное асимметричное распределение для тяжелого элемента, в то время как при более высокой энергии массовое распределение было широким симметричным пиком с плоской вершиной.

Сугихара, Розмер и Мидоус [79] повторили исследования массовых распределений при облучении висмута протонами. Они ставили целью выяснить, присутствует ли хоть небольшая примесь асимметричного типа в том симметричном массовом распределении, которое обнаружил Файерхолл (см. рис. 20). При энергии падающих протонов 36 Мэв эти авторы обнаружили небольшой пик в области массовых чисел 66—73, который они могли отнести лишь к «легкому крылу» асимметричного массового распределения. Полное сечение выхода продуктов асимметричного деления составляло лишь 6 мкбарн , или около 0,3% сечения симметричного деления (1900 мкбарн). Таким образом, вероятность асимметричного деления висмута при энергии возбуждения 41 Мэв чрезвычайно мала. Дополнительный (тяжелый) пик для асимметричного разделения приходится в этом случае на область массовых чисел 130—140.

Экспериментально было обнаружено, что при использовании для возбуждения деления нейтронов, заряженных частиц или фотонов средних энергий осколки деления испускаются преимущественно в определенных направлениях. Точная форма этого анизотропного распределения зависит от делящегося ядра, отношения масс осколков, вида и энергии частиц, вызывающих деление. Рассмотрим некоторые из них.

10.9.1. Угловые распределения осколков при фотоделении вблизи порога

Уинхолд, Демос и Халперн [80] первыми привлекли внимание к анизотропии углового распределения осколков при делении. Они изучали фотоделение тория и урана, используя тормозное излучение линейного ускорителя электронов МИТ на 16 Мэв. Осколки регистрировались под несколькими углами, и оказалось, что они испускаются преимущественно под 90° к направлению пучка фотонов для мишеней Th^{232} и U^{238} . Полученные угловые распределения описывались формулой $a + b \sin^2 \theta$. Анизотропия (отношение b/a) была выше у Th^{232} , чем у урана, но быстро падала, когда энергия γ -лучей достигала нескольких мегаэлектронвольт над порогом деления. В области гигантского резонанса (вокруг 14 Мэв) анизотропия была либо мала, либо вообще равна нулю. В некоторых экспериментах интенсивность испускания осколков под определенным углом измеряли радиохимическим анализом, так что можно было определить угловую анизотропию как функцию отношения масс. Была найдена сильная корреляция: симметричное деление оказалось по существу изотропным, но анизотропия монотонно, почти линейно повышалась с ростом отношения масс. Наиболее асимметричным продуктам соответствовало значение отношения $b/a \sim 0,6$.

Кац, Берг и Браун [81, 82] продолжили и расширили эти исследования. Они не обнаружили никаких признаков анизотропии при делении нечетных ядер U^{233} , U^{235} , Np^{237} , Pu^{239} и Am^{241} хотя и сосредоточили усилия на области низких энергий, где скорее всего следует ожидать анизотропных угловых распределений. Сильная анизотропия была обнаружена при делении Th^{232} и U^{238} , причем в первом случае она была выше. Результаты собраны в табл. 5. В последней колонке таблицы приводятся эмпирические значения α , получающиеся при попытке описать угловые распределения выражением $1 + \alpha \sin^2 \theta$. Видно резкое понижение анизотропии в зависимости от граничной энергии тормозного спектра. Максимальное значение анизотропии было найдено для Th^{232} при облучении фото-

* Общее обсуждение этого предмета можно найти также в статье Халперна о делении ядер [Ann. Rev. Nucl. Sci., 9, 325 (1959)] в сборе Хойзенги и Ванденбоса в сб. «Nuclear Reactions», v.2 Amsterdam, 1962.

Оптимальные выходы осколков деления* в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра E_0 и угла по отношению к пучку γ -квантов θ (Кац, Берг, Браун)

$E_0, \text{ Мэв}$	Угол отклонения θ , град					α в выражении $W(\theta) = 1 + \alpha \sin^2 \theta$
	α	25	45	60	90	
Th^{232}						
6,5	$1,0 \pm 0,3$	—	—	—	20 ± 5	> 25
7,0	$1,00 \pm 0,04$	—	$4,1 \pm 0,2$	$6,7 \pm 0,3$	$8,4 \pm 0,3$	13 ± 1
7,5	$1,0 \pm 0,1$	—	$5,1 \pm 0,4$	$6,0 \pm 0,4$	$8,8 \pm 0,5$	$7,2 \pm 0,7$
8,0	$1,00 \pm 0,09$	—	$2,4 \pm 0,2$	$3,6 \pm 0,3$	$5,1 \pm 0,3$	$6,7 \pm 0,7$
9,0	$1,0 \pm 0,1$	—	—	—	$3,4 \pm 0,3$	$2,8 \pm 0,4$
10,0	$1,00 \pm 0,04$	$1,16 \pm 0,05$	$1,67 \pm 0,08$	$1,97 \pm 0,08$	$2,4 \pm 0,1$	$1,63 \pm 0,06$
14,0	$1,00 \pm 0,05$	—	—	—	$1,43 \pm 0,08$	$0,46 \pm 0,09$
20,0	$1,00 \pm 0,05$	—	—	—	$1,13 \pm 0,06$	$0,14 \pm 0,06$
U^{238}						
6,0	$1,0 \pm 0,3$	—	—	—	$6,0 \pm 1,4$	$6,6 \pm 2$
6,3	$1,0 \pm 0,1$	—	$3,6 \pm 0,4$	—	$5,9 \pm 0,6$	$5,8 \pm 1$
6,5	$1,0 \pm 0,2$	—	—	—	$4,5 \pm 0,7$	$4,4 \pm 1$
7,0	$1,00 \pm 0,08$	$1,5 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,2$	$1,84 \pm 0,2$
8,0	$1,00 \pm 0,06$	—	—	—	$2,1 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,1$
9,4	$1,00 \pm 0,04$	—	$1,22 \pm 0,06$	—	$1,43 \pm 0,06$	$0,46 \pm 0,06$
10,0	$1,00 \pm 0,04$	—	—	—	$1,38 \pm 0,04$	$0,41 \pm 0,05$
14,0	$1,00 \pm 0,04$	—	—	—	$1,08 \pm 0,04$	$0,09 \pm 0,04$
20,0	$1,00 \pm 0,03$	—	—	—	$1,05 \pm 0,03$	$0,05 \pm 0,03$

* Все приведенные здесь величины есть числа отсчетов на единицу γ -излучения, нормированные на выход под углом 0° .

Комар, Бочелов, Фадеев изучали давление U^{238} пучком тормозных γ -квантов с энергией 35 Мэв и измеряли анизотропию [«Атомная энергия», 15, 191 (1963)].

нами с максимальной энергией 6,5 Мэв, когда под углом 90° испускалось в 20 раз больше осколков, чем под углом 0°. По общему поведению этого отношения можно заключить, что истинные значения α при делении монохроматическими γ -квантами при низких энергиях у оказались бы еще выше. Берг и другие измеряли также угловые распределения осколков деления на мишенях U^{234} , U^{236} и Pu^{240} .

Базь с сотрудниками на основании исследований фотоделения пришли к заключению [83], что в угловом распределении осколков при делении U^{238} присутствует заметная квадрупольная компонента при энергии тормозного спектра 9,4 Мэв. Кац, Берг и Браун [81] смогли хорошо описать свои данные формулой $1 + \alpha \sin^2 \psi$ и не нашли ясных указаний на присутствие квадрупольной компоненты. Форман и Юхансон также получили данные по фотоделению U^{238} [84]. При делении γ -квантами тормозного пучка с граничной энергией 10 Мэв они обнаружили компоненту в угловом распределении, пропорциональную $\sin^2 \psi$, которая в пределах экспериментальных ошибок согласовалась с результатами Базя и сотрудников [83] и Каца и др. [81, 92]. В отношении квадрупольной компоненты эти авторы подтвердили результаты Каца и др., т. е. отсутствие заметного вклада. С другой стороны, когда эти авторы занялись изучением фотоделения U^{238} монохроматическими лучами с энергией 6,1 Мэв [получаемыми в реакции $F^{19} (p, \alpha \gamma) O^{16}$], они обнаружили в наблюдаемом сечении фотоделения заметный вклад, а именно 21 % квадрупольной компоненты. При использовании излучения с энергией 7,1 Мэв примесь квадрупольной компоненты сократилась и не выходила за пределы статистических ошибок.

Когда анизотропия углового распределения осколков была впервые обнаружена в фотоделении, объяснить ее было трудно, поскольку казалось наиболее вероятным, что любой угловой момент, внесенный в ядро фотоном, будет распределен между орбитальным движением осколков друг относительно друга и внутренним движением нуклонов в каждом из нарождающихся осколков. Если бы такое распределение произошло, то в окончательном распределении осколков анизотропия отсутствовала или была бы очень мала. Сильная анизотропия экспериментального распределения является сильным свидетельством в пользу того, что момент внутренним степеням свободы не передается совсем.

Разумное объяснение этого факта было дано О. Бором в его докладе на Женевской конференции 1955 г. Он предположил, что основная часть энергии составного ядра, не намного превышающей порог деления, будет затрачена на создание деформации, соответствующей седловой точке. В седловой точке таким образом ядро будет слабо возбуждено и доступные ему квантовые состояния будут немногочисленны и отделены друг от друга достаточно широкими энергетическими интервалами. Если сделать разумное предположение, что ядро в седловой точке аксиально-симметрично, то эти низлежащие квантовые состояния будут напоминать те уровни,

которые наблюдаются вблизи основного состояния ядра. В этом состоянии ядро тоже несколько деформировано. В четно-четном ядре нуклоны спарены (квантовое число $K = 0$) и требуется около 1 Мэв для разрыва такой пары и создания возбужденного нуклонного состояния с большим значением K . Низколежащие возбужденные состояния имеют вращательный характер и образуют полосу $0 +$, $2 +$, $4 + \dots$. Кроме того, существует низколежащее состояние $1 -$, обязанное своим происхождением, по-видимому, октупольным колебаниям поверхности ядра (см. разд. 4.4 и 5.3). В рамках этой модели эффекты, наблюдающиеся при фотоделении четно-четных ядер, довольно легко качественно объяснить. Поглощение фотонов является главным образом электрически дипольным, так что составное ядро всегда образуется в состоянии $1 -$. Низшее состояние $1 -$ в седловой точке соответствует конфигурации с $K = 0$, когда весь момент ушел на вращательное движение ядра как целого. При энергиях фотонов, близких к порогу деления, подавляющее большинство делящихся ядер будет проходить именно через это состояние в седловой точке. Поскольку вращение вытянутого ядра перпендикулярно к вектору момента в этом состоянии, а сам вектор момента выстроен вдоль направления пучка фотонов (квантовое число $M = \pm 1$), то осколки будут разлетаться перпендикулярно к направлению пучка фотонов. При таком утверждении неявно предполагается, что заметный обмен моментом количества движения между вращательным и внутренним движением отсутствует в тот период, когда ядро проходит через финальные стадии процесса деления на пути от седловой точки к моменту разрыва; любой обмен такого рода привел бы к размытию угловой анизотропии. Повсеместное появление резко выраженной анизотропии угловых распределений осколков является довольно сильным доводом в пользу того, что не существует сильной связи между внутренним нуклонным движением и вращением.

При энергиях возбуждения, превышающих порог хотя бы на несколько мегаэлектронвольт, становятся доступными многие другие состояния $1 -$ в седловой точке. В этих состояниях ось симметрии ядра может быть по-разному ориентирована относительно вектора углового момента, поэтому угловое распределение осколков стремится стать изотропным. Поэтому следует ожидать появления анизотропии в фотоделении лишь при энергиях возбуждения, превышающих порог деления не больше, чем на несколько мегаэлектронвольт.

Тот экспериментальный факт, что анизотропия больше у Th^{232} , чем у U^{238} , может означать, что в случае Th^{232} щель между коллективным состоянием $1 -$ и ближайшим внутренним возбуждением с теми же спином и четностью больше, чем у U^{238} . Такое объяснение согласуется с данными рис. 9 гл. 3, на котором показано, что энергия состояния $1 -$ повышается при переходе от тория к урану (имеется в виду низколежащее возбужденное состояние вблизи основного).

Если состояние коллективного движения 1 — действительно имеет отношение к фотоделению при низких энергиях и если описание этого состояния как антисимметричного (грушевидного) колебания ядерной поверхности является правильным, то можно ожидать, что ядро в таком состоянии не будет испытывать симметричного деления [85]. Как уже упоминалось выше, именно такой эффект наблюдали Файерхол, Халперн и Уинхолд [80]. Эта анизотропия исчезает, если регистрировать лишь осколки, соответствующие симметричному делению, и сильно растет с ростом отношения масс.

У нечетных ядер, в седловой точке наблюдается более высокая концентрация состояний, в которых значительная доля углового момента заключена во внутренних возбуждениях, а не в коллективных колебаниях. Кроме того, когда ядро типа U^{235} , обладающее высоким спином в основном состоянии, испытывает дипольное фотопоглощение, возникает набор ядерных состояний, угловые моменты которых ориентированы практически изотропно по отношению к пучку. Следовательно, надо ожидать изотропного углового распределения осколков при фотоделении ядер с нечетным A , что и наблюдается экспериментально. Гриффин [86] подчеркивает, однако, что если спин мишени равен $1/2$, то при благоприятном спектре в седловой точке можно заметить анизотропию углового распределения.

10.9.2. Угловые распределения осколков при делении нейтронами средних энергий

Четкая анизотропия заметна в некоторых случаях и при делении нейтронами Бролли, Дикинсон и Хенкель [87—89] облучали тонкие фольги урана, тория и нептуния моноэнергетическими нейтронами, полученными в реакциях $T(p, n) He^3$, $D(d, n) He^3$ и $T(d, n) He^4$. Энергия нейтронов менялась от 1,26 до 20,3 Мэв. Делящийся материал помещали в двойную ионизационную камеру с коллиматорами, позволившими определить угол вылета осколка, зарегистрированного камерой. В некоторых случаях пики, соответствующие легким и тяжелым осколкам, отделялись по высоте импульсов в ионизационной камере.

Были обнаружены некоторые поразительные эффекты. Наблюдаемые отношения не принимают столь крайних значений, как при фотоделении в околороговой области, тем не менее они во многих случаях определенно отличаются от единицы. В большинстве случаев направление преимущественного испускания осколков совпадает с направлением нейтронного пучка, но величина этой анизотропии сильно колеблется. Еще более удивителен случай «обращения» анизотропии у Th^{232} . На рис. 23 видно, что при энергии нейтронов 1,6 Мэв осколки испускаются преимущественно под углом 90° к пучку. При небольшом увеличении энергии угловое распределение меняется коренным образом, так что

при энергии 2,26 Мэв наблюдается анизотропия «вперед» с соотношением 1,74 к 1. На рис. 23 показано, кроме того, сечение деления как функция энергии нейтронов для Th^{232} . Существует сильная корреляция между положением резонансного пика на кривой сечения при 1,6 Мэв и минимумом отношения выходов осколков $0^\circ/90^\circ$.

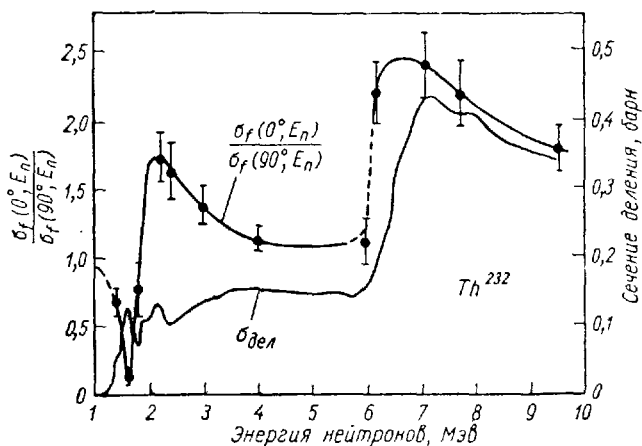


Рис. 23. Зависимость анизотропии углового распределения осколков при делении Th^{232} нейтронами от энергии. Анизотропия определена как отношение числа осколков, испущенных в направлении пучка к числу осколков, испущенных в перпендикулярном направлении. Здесь же приведено сечение деления [89].

Для нескольких значений нейтронной энергии угловое распределение снималось и под другими углами кроме 0 и 90° . Полученные кривые можно описать выражениями типа

$$1 + \sum A_{2n} P_{2n}(\cos \theta), \quad (7)$$

где $P(\cos \theta)$ — полином Лежандра, если использовать члены до $2n = 6$. Это указывает, что в реакции участвуют нейтроны с орбитальным моментом вплоть до $l = 3$.

Симмонс и Хенкель [90] провели аналогичные исследования с Th^{230} , U^{234} и U^{236} с использованием многоуглового газового счетчика. Для возбуждения деления использовались нейтроны с энергией от 0,6 до 9 Мэв. При энергии 6 Мэв анизотропия резко возросла, так же как и в случаях Th^{232} и U^{238} , исследованных ранее, демонстрируя тем самым, что этот эффект является общим для четно-четных ядер-мишеней. Максимальное значение анизотропии наблюдалось у Th^{230} ; отношение $0^\circ/90^\circ \simeq 2,3$ при 7 Мэв. Вблизи порога деления анизотропия довольно резко зависит от энергии. В част-

ности, в случае U^{236} при энергии 0,85 Мэв наблюдается преимущественное испускание осколков под углом 90° к пучку.

Резонансный характер энергетической зависимости угловых распределений, проиллюстрированный для Th^{232} на рис. 23, показывает, что только одно или несколько квантовых состояний играют существенную роль при прохождении делящегося ядра через седловую точку. Для объяснения некоторых черт этих угловых распределений можно снова привлечь обобщенную модель О. Бора. Уилетс и Чейз [91] внесли свой вклад в обсуждение вопроса об угловых распределениях вблизи порога в рамках обобщенной модели Бора. Они интерпретируют результаты, полученные для Th^{232} Бролли и Хенкелем [89], следующим образом.

С позиций классической теории вектор углового момента падающего нейтрона примерно перпендикулярен к направлению пучка ($m_L = 0$, $m_s = \pm 1/2$). Составное ядро, образованное четно-четной мишенью и падающим нейтроном, также имеет вектор углового момента, ориентированный приблизительно перпендикулярно к направлению пучка нейтронов. Большая часть энергии возбуждения составного ядра идет на его деформацию, на достижение седловой точки и занято лишь нижнее ядерное состояние. Нижнее состояние соответствует наименьшему вращательному моменту (и энергии). Следовательно, вектор углового момента и ось симметрии ядра примерно параллельны друг другу и перпендикулярны к направлению пучка. Тогда осколки разлетаются под углом 90° к пучку. При более высоких энергиях ось симметрии ядра вращается почти перпендикулярно к вектору углового момента и получается угловое распределение с максимумом в продольном направлении. Уилетс и Чейз [91] получили некоторые количественные выражения и применили их к случаю Th^{232} при энергии нейтронов 1,6 Мэв. Они пришли к заключению, что важнейшее из состояний в седловой точке имеет $K = 3/2$ и отрицательную четность*. При пороговых энергиях в том случае, если делящееся ядро не четно-четное, характеристики лишь одного или нескольких совершенно определенных энергетических состояний ядра являются определяющими в формировании угловых распределений. Статистические теории угловой анизотропии деления, которые будут обсуждаться ниже, неприменимы к таким случаям.

Лэмфир [92] исследовал угловое распределение осколков при делении U^{234} нейтронами с энергией от 0,4 до 3,8 Мэв. Его анализ этих данных указывает на следующее расположение K -полос в седловой точке: $1/2 +$, $3/2 -$, $1/2 -$, причем основные состояния разных полос отстоят друг от друга на расстоянии порядка нескольких сот килоэлектронвольт. Он оценивает вклад каждой из K -полос в деление при энергиях бомбардирующих нейтронов как 500, 850 и 1050 кэв.

* К тому же выводу пришли О. Хиттмайер [Nucl. Phys., 18, 346 (1960)] и Лэмфир (не опубликовано).

Несколько раз измерялись угловые распределения для нечетных ядер-мишеней. Интерес к таким измерениям частично объясняется, по-видимому, предположением Бора о том, что спин ядра-мишени может оказывать сильное влияние на угловое распределение и, в частности, что четно-нечетное ядро с низким спином, такое, как Pu^{239} , может давать распределение с сильным максимумом вдоль пучка. Симмонс и Хенкель [90] исследовали U^{233} , U^{235} и Pu^{239} при нескольких значениях энергии нейтронов от 0,5 до 9,0 Мэв, используя газовый счетчик для регистрации осколков под несколькими углами.

Аналогичное исследование было выполнено Бламбергом и Личменом [93], которые использовали захват осколков в фольге для измерения углового распределения осколков по их β -активности для ядер-мишеней Pu^{239} и U^{233} . Нестеров, Смиренкин и Бондаренко [94] также получили данные для этих ядер. Зависимость анизотропии от начального спина I_0 получается при сравнении анизотропии у ядра U^{233} с высоким спином и у Pu^{239} с низким спином в области энергий $E_n < 6$ Мэв, где возможна лишь реакция (n, f) .

Эти исследования показывают, что большие значения анизотропии наблюдаются у ядер с большим спином в противоречии с результатами, следующими из общих рассуждений Бора. Очевидно, есть сильные факторы, действующие в обратном направлении. Мы вернемся к обсуждению этого пункта в конце разд. 9.4 после изложения статистической теории угловых распределений осколков деления.

Значительные подъемы анизотропии наблюдаются обычно сразу после 6 и 12 Мэв. Эти подъемы происходят сначала из-за усиления вероятности деления с последнего захода при энергиях, для которых порог реакции (n, nf) ниже, чем для $(n, 2n')$, и во второй раз — когда порог $(n, 2n'f)$ ниже, чем $(n, 3n')$. Реакции деления такого типа обладают большой анизотропией из-за большого углового момента падающего нейтрона (слегка уменьшенного за счет момента испаренного нейтрона) и низкой энергии возбуждения, остающейся после нейтронной эмиссии. Позднее мы обсудим теоретическую интерпретацию этих результатов.

10.9.3. Угловые распределения осколков при делении заряженными частицами средних энергий

Коэн с сотрудниками [95, 96] изучали угловые распределения некоторых продуктов деления, идентифицируемых радиохимически, при делении изотопов тория и урана протонами с энергией 22 Мэв. Было замечено преимущественное испускание осколков в направлении вперед — назад. Эта анизотропия была более резкой для продуктов асимметричного деления, чем для симметричных осколков. Анизотропия симметричного деления примерно одинакова для всех исследованных изотопов; для асимметричного деления она, по-видимому, значительно выше в случае тория. Среди изотопов

урана слабее всего анизотропия зависит от отношения масс осколков у U^{233} . Фалмер [97] измерял угловые распределения для всех без различия осколков деления с помощью счетчиков при бомбардировке урана протонами с энергией 22,8 Мэв. Он приводит следующие значения анизотропии b/a для случая, когда угловое распределение осколков описывается выражением

$$I(\theta) = a + b \cos^2 \theta. \quad (8)$$

Для U^{233} $b/a = 0,23 \pm 0,04$; для U^{235} $b/a = 0,21 \pm 0,03$ и для U^{238} $b/a = 0,22 \pm 0,02$. Эти значения выше тех, которые получены радиохимическим выделением отдельных продуктов деления.

Халперн и Коффин [98] использовали радиохимические методы для изучения вылета осколков под различными углами при облучении ядер-мишеней Pu^{239} , Np^{237} , U^{235} , U^{238} , Th^{232} , Ra^{226} и Bi^{209} дейтронами с энергией 22 Мэв и α -частицами с энергией 43 Мэв. Все полученные угловые распределения были в общем похожи друг на друга. Большинство осколков испускаются под направлениями 0° и 180° к пучку. Дифференциальное сечение плавно уменьшается от этих углов к минимуму при 90° . В табл. 6 приводятся значения анизотропии, полученные в различных опытах (в таблице под анизотропией понимается отношение дифференциальных сечений под 0° к 90°).

Т а б л и ц а 6

Анизотропия ($0^\circ/90^\circ$) разлета осколков при делении α -частицами и дейтронами (Халперн, Коффин [98])

Ядро-мишень	Энергия, Мэв		
	α -частиц 43	дейтронов 22	протонов 10
Pu^{239}	$1,37 \pm 0,03$	$1,17 \pm 0,04$	$1,03 \pm 0,03$
Np^{237}	$1,40 \pm 0,03$	$1,19 \pm 0,04$	$1,05 \pm 0,03$
U^{235}	$1,44 \pm 0,03$	$1,21 \pm 0,04$	$1,09 \pm 0,03$
U^{238}	$1,54 \pm 0,03$	$1,25 \pm 0,04$	$1,07 \pm 0,03$
Th^{232}	$1,76 \pm 0,03$	$1,42 \pm 0,04$	$1,12 \pm 0,03$
Ra^{226}	$2,04 \pm 0,05$	$1,28 \pm 0,04$	—
Bi^{209}	$2,02 \pm 0,07$	—	—

П р и м е ч а н и е. См. также результаты Бейта и др. для дейтронов с энергией 21 Мэв [Phys. Rev., 131, 722 (1963)].

Другие данные по делению заряженными частицами были получены при помощи полупроводниковых детекторов Бэйтом, Чаудри и Юзенгой [99], которые изучали Pu^{239} , Np^{237} , несколько изотопов урана, Th^{232} , Bi^{206} , Pb^{206} естественную смесь изотопов таллия, облучая их дейтронами с энергией 11—21 Мэв (см. также работу Ванденбоша, Варанека и Хойзенги [100]). Они исследовали деление Th^{232} , U^{233} и U^{238} α -частицами с энергией 20—43 Мэв. Хойзенга, Чаудри и Ванденбош [101] изучали деление золота, таллия и висмута α -частицами с энергией 30—43 Мэв.

Виола, Томас и Сиборг [102] исследовали угловые распределения осколков при делении золота и висмута тяжелыми ионами, регистрируя активность осколков, разлетевшихся в разных направлениях. Гордон, Ларш и Сиккеланд [103] и Бритт и Квинтон [103] провели аналогичные исследования с помощью счетчиков. Они получили распределение, более вытянутое вперед по сравнению с распределением, полученным Халперном и Коффином, которые применяли более легкие падающие частицы. Были также измерены угловые распределения осколков деления U под действием ионов углерода. Эти и другие результаты экспериментов с пучками тяжелых ионов обсуждаются в разд. 10.10.

10.9.4. Статистическая теория угловых распределений

Большую часть результатов, полученных в упомянутых работах, можно суммировать следующим образом [104]:

1. Осколки разлетаются с наибольшей вероятностью по направлению пучка и против.
2. Анизотропия увеличивается с ростом размера частиц, вызывающих деление.
3. Анизотропия при делении нечетных ядер примерно та же, что и при делении четно-четных ядер, в отличие от ситуации, существующей в фотоделении при низких энергиях.
4. При делении быстрыми нейтронами наблюдается возрастание анизотропии всякий раз, когда энергия становится достаточно велика, чтобы сделать возможным деление остаточного ядра, которое образуется после испарения определенного числа нейтронов.
5. С увеличением энергии бомбардирующих частиц средняя анизотропия меняется медленно.
6. Анизотропия максимальна для значений отношения масс, соответствующих асимметричному делению.

7. Анизотропия уменьшается с увеличением Z^2/A ядра-мишени. Халперн и Струтинский [105] и Гриффин [86] разработали статистическую теорию для объяснения этих закономерностей. Эта теория основывается на предположениях Бора [85] и применима в тех случаях, когда большое число квантовых состояний становится энергетически доступным в седловой точке.

Угловое распределение осколков зависит от углового момента I , вносимого падающей частицей, и от доли этого момента, переходящей в орбитальный момент относительного движения осколков. Количественной характеристикой является квантовое число K — проекция момента I на ось разлета осколков; если мы предполагаем, что в седловой точке ядро аксиально-симметрично, то мы можем использовать K для описания состояний в седловой точке так же, как оно употребляется в обобщенной модели для описания уровней ядра вблизи основного состояния. Для аксиально-симметричного ядра при $K = 0$ осколки с необходимостью испускаются под прямым углом к I .

Бор [85] приводит следующее общее выражение для углового распределения как функции I , K и угла между ними θ для случая четно-четных ядер (спин падающей частицы не учитывается, так что вектор I перпендикулярен к направлению падающей частицы; предполагается, что I много больше единицы):

$$W(\theta) \sim \int_0^{I_{\max}} dI \int_0^{K_{\max}} dK P(K) G(I) \left[\sin^2 \theta - \frac{K^2}{I^2} \right]^{-1/2}, \quad (9)$$

где $P(K)$ — распределение K , а $G(I)$ — распределение I для данной делящейся системы.

Общие характеристики угловых распределений, перечисленные выше, указывают, что распределение значений K определяется в основном самим ядром, а не тем способом, которым в составное ядро вносятся энергия и угловой момент. Можно предположить, что за то относительно долгое время, которое живет составное ядро, энергия возбуждения много раз переходит от одной степени свободы к другой и что ядро много раз сильно деформируется, меняя значения K , но не достигает седловой точки. Значения K для ядер, действительно проходящих через седловую точку, зависят от значений K , характеризующих спектр состояний в седловой точке с тем ограничением, что K не может превосходить I .

Необходимо как-то конкретизировать спектр значений K . Проще всего это сделать на основании обычной статистической механики или классических соображений. Струтинский, например, [105] предполагает, что вид распределения по K определяется больцмановским фактором $\exp(-E_{\text{вращ}}/T)$, где

$$E_{\text{вращ}} = \frac{\hbar^2 K^2}{2\tau_{\parallel}} + \frac{\hbar^2 (I^2 - K^2)}{2\tau_{\perp}},$$

а τ — моменты инерции деформированных ядер в седловой точке относительно оси симметрии и перпендикулярной ей оси. Если T постоянно, то распределение по K имеет гауссовский вид

$$P(K) \sim \exp \left[\frac{\hbar^2}{2T} \left(\frac{1}{\tau_{\parallel}} - \frac{1}{\tau_{\perp}} \right) K^2 \right]. \quad (10)$$

Среднее значение K^2 есть

$$K_0^2 = \frac{T}{\hbar^2} \left[\frac{\tau_{\parallel} \tau_{\perp}}{\tau_{\perp} - \tau_{\parallel}} \right] = \frac{T}{\hbar^2} \tau_{\text{эфф}}. \quad (11)$$

В этом выражении K_0^2 не зависит от I^2 за исключением одного ограничения: K не может быть больше I .

Гриффи́н [86] для аппроксимации распределения по K пользовался линейной зависимостью

$$\begin{aligned} P(K) &\approx K - K_{\max}, \quad K \leq K_{\max}; \\ P(K) &= 0, \quad K > K_{\max}. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $K_{\max}$ должно расти с ростом энергии над барьером.

Оба распределения $P(K)$ обладают тем общим свойством, что K_0 мало по сравнению с I и увеличивается с ростом энергии.

Теперь рассмотрим угловое распределение осколков, испускаемых ядрами с заданными значениями I и K . Форму распределения можно получить из простых геометрических соображений, иллюстрируемых рис. 24. Линия, соответствующая постоянной вероятности испускания осколков ядром со спином I , есть окружность, образованная пересечением конуса и сферы. Угол между осью конуса и его образующей есть арксинус K/L . Вектор I может иметь любое направление, перпендикулярной к пучку, так что нужно равномерно вращать I и связанную с ним окружность вокруг оси, совпадающей с направлением пучка. Получается следующее распределение осколков

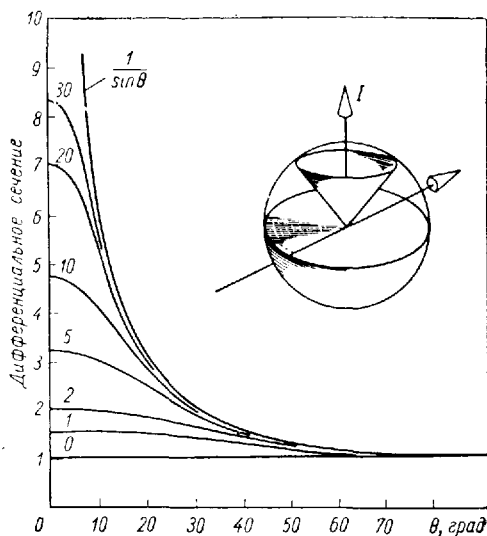


Рис. 24. Угловые распределения осколков деления [104].

$$W_{I,K} = \frac{2I}{4\pi^2} (I^2 \sin^2 \theta - K^2)^{-1/2}, \quad (13)$$

где θ — угол между направлением движения осколка и пучком. Распределение нормировано на единицу относительно интегрирования по сфере.

Следующим шагом является интегрирование $W_{I,K}$ по гауссовскому распределению по K . Распределение для фиксированного I и заданного K_0^2 дается Халперном и Струтинским в следующем виде:

$$W(\theta)_{I,K_0} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{N}{2\pi} \cdot \frac{1}{2K_0} \exp(-I^2 \sin^2 \theta / 4K_0^2) J_0(iI^2 \sin^2 \theta / 4K_0^2), \quad (14)$$

где J_0 — функция Бесселя, а N — нормировочная константа (она близка к единице при $I > K_0$).

Если $I^2/4K_0^2$ много больше единицы, то можно показать, что

$$\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} = 1 + \frac{I^2}{(2K_0)^2}. \quad (15)$$

Наконец, нужно численно проинтегрировать W_{I,K_0} по I от нуля до максимального значения I_m . Результирующее угловое распре-

деление W_{I_m, K_0} имеет максимум в направлении вперед — назад по отношению к пучку. Функции W_{I_m, K_0} все ведут себя как $(\sin \theta)^{-1}$ вблизи 90° , но при меньших углах их поведение меняется, как это следует из рис. 24. Каждую функцию W_{I_m, K_0} можно охарактеризовать единственным параметром $P = \frac{1}{2}(I_0/K_0)$. Чем больше P , тем больше анизотропия и тем дольше распределение напоминает $1/\sin \theta$ при переходе от 90° к меньшим углам. Если использовать линейное распределение $P(K)$, выбранное Гриффином, угловое распределение также весьма близко к $1/\sin \theta$ на больших углах, но при очень малых углах его кривые не перегибаются так, как кривые Халперна и Струтинского.

При применении полученных выше соотношений необходимо иметь способ выбрать распределение по I и K и ядерную температуру T . Грубая классическая оценка дает однородное распределение I^2 от нуля до предельного значения, определяемого отношением радиуса ядра к длине волны, которую частица имеет на границе ядра, умноженной на $\frac{1}{2}\pi$. Более реалистические оценки, основанные на расчете вероятности прохождения частицы внутрь ядра в зависимости от I , дают несколько большие значения $I_{\text{макс}}$ и нелинейное распределение [105]. Наиболее трудно установить распределение по K . Вообще применимость теории зависит от того, удастся ли найти кривую зависимости K_0 от энергии — из теоретических соображений или экспериментальных данных, — которая давала бы удовлетворительное описание анизотропии для различных делящихся изотопов. Известно, конечно, что K_0 должно увеличиваться с ростом энергии возбуждения над барьером деления, и из одного этого факта можно вывести важное заключение, что анизотропия углового распределения осколков должна падать с ростом энергии для данного делящегося ядра. Халперн и Струтинский [105] и Гриффин [86] высказали некоторые предварительные соображения о форме зависимости K_0^2 от энергии возбуждения на основании изучения экспериментальных данных по угловым распределениям, особенное внимание уделяя тем случаям, где имелись подробные результаты для малых углов. Подробности можно найти в этих работах. В будущем накопление большего количества данных и разработка новых ядерных моделей для описания формы в седловой точке и спектра каналов деления позволит более надежно выяснить вид распределения по K^* .

Некоторых интересных результатов в этом направлении добились Чаудри, Ванденбош и Хойзенга [106]. С помощью полупроводниковых счетчиков они измеряли угловые распределения осколков при делении золота, висмута, Pb^{206} и таллия α -частицами с энергией от 30 до 40 Мэв. Они опирались на теорию Халперна — Струтинского и, описывая свои результаты с помощью интегральной

* Обсуждение этого вопроса можно найти в работе [93].

формы соотношения (14), смогли определить параметр $P = (I_{\text{макс}}^2 / K_0^2)$. Теоретическое значение $I_{\text{макс}}$ рассчитывалось по оптической модели, описывающей взаимодействие α -частиц с четырьмя перечисленными ядрами, а потом подставлялось в выражение для P с целью получения величины K_0^2 . Таким образом, значения K_0^2 были рассчитаны для нескольких значений энергии бомбардирующих частиц. Для построения кривой зависимости K_0^2 от

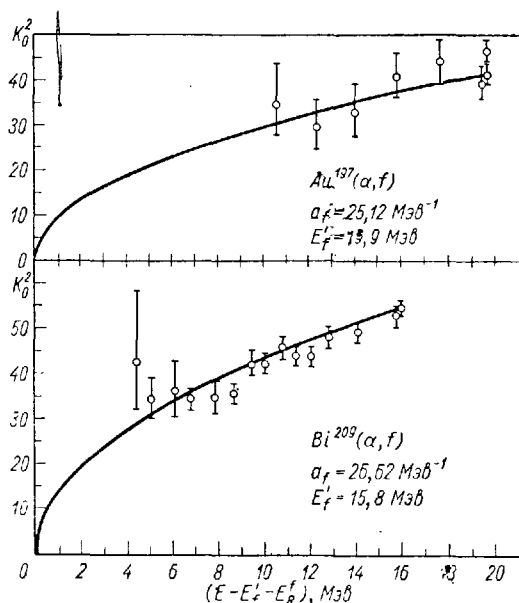


Рис. 25. Зависимость угловой анизотропии от энергии при делении α -частицами ядер золота и висмута [106].

энергии начиная с барьера деления, соответствующего низшему состоянию в седловой точке, необходимо было вычислить полную энергию в центре масс по известным значениям энергии α -частиц и Q реакции образования составного ядра и вычесть величину порога деления (определив его экстраполяцией функций возбуждения деления). Результирующие кривые для ядер-мишеней золота и висмута приведены на рис. 25. Дополнительное (и вполне обоснованное) предположение заключалось в том, что при этих расчетах не учитывалось деление после испускания нейтронов.

Соотношение (11) определяет связь значений K_0^2 (открытые кружки) с ядерной температурой и эффективным моментом инерции ядра в седловой точке. Это соотношение получено с помощью общих статистических рассуждений на основании модели ферми-газа не взаимодействующих частиц. Значения ядерной температуры как

параметра можно вычислить различными способами; разумный путь, выбранный Чаудри, Ванденбошем и Хойзенгой, состоит в использовании равенства

$$T = \frac{E_{\text{возб}}^f}{A_f},$$

где $E_{\text{возб}}^f$ — энергия возбуждения в седловой точке, а A_f — параметр плотности уровней. Кривые на рис. 25 соответствуют равен-

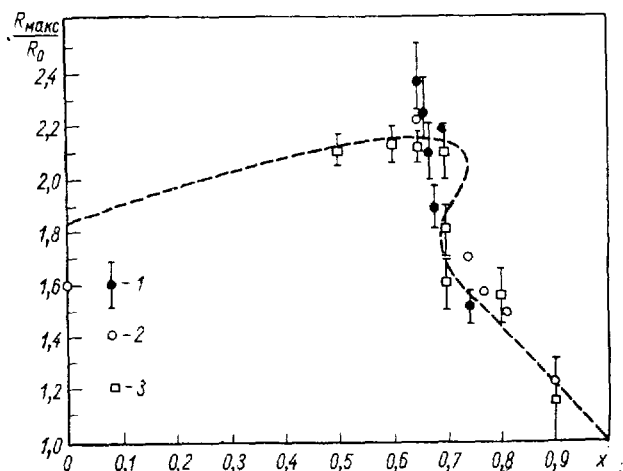


Рис. 26. Сравнение значений отношения $R_{\text{макс}}/R_0$ (сплошные кружки), определенных в работе [106] для седловых конфигураций Tl^{201} , Bi^{209} , Po^{210} , At^{213} и Pu^{237} , с расчетами этой же величины по каплевой модели:

1 — экспериментальные данные; 2 — данные, полученные Френкелем и Метрополисом; 3 — данные, полученные Козном и Святецким.

ству (11). Нормировка в каждом случае производилась для максимального значения энергии. Как видно, экспериментальные точки в пределах статистических ошибок укладываются на теоретические кривые, показывая тем самым, что $\tau_{\text{эфф}}$ не зависит от энергии возбуждения.

Этот анализ можно продолжить с целью получения сведений о форме ядра в седловой точке. Основным предположением в этом случае является равенство момента инерции ядра значению, полученному из анализа углового распределения осколков деления. Процедура заключается в выборе параметра a_f (и, следовательно, температуры) с последующим расчетом семейства простых геометрических кривых, параметры которых соответствуют эффективному моменту инерции. Для рассматриваемых делящихся ядер вполне подходит конфигурация, состоящая из двух касающихся сфероидов. Чаудри, Ванденбош и Хойзенга [106] определили, при каком соот-

ношении полуосей касающихся сфероидов получится момент инерции соответствующий значению, определенному в результате анализа угловых распределений осколков. Результат удобно выразить в виде отношения $R_{\text{макс}}/R_0$, где $R_{\text{макс}}$ есть максимальный радиус системы из двух сфероидов (равный полной величине большей главной оси одного из них), а R_0 — радиус сферы равного объема. Их результаты нанесены пунктиром на рис. 26, где по оси абсцисс отложен параметр делимости $x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{\text{крит}}$. Если эти расчеты

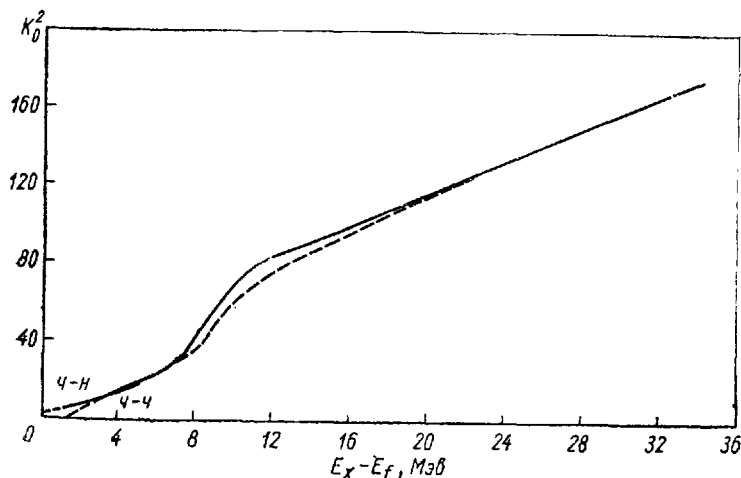


Рис. 27. Зависимость K_0^2 , построенная Ванденбошем, от $E_x - E_f$ — энергии возбуждения в седловой точке.

Кривые, приведенные для $E_x - E_f < 6$ Мэв и обозначенные ч-н (четно-нечетные) и ч-ч (четно-четные), соответствуют анализу Симмонса и Хенкеля. Сплошная и пунктирная кривые соответствуют двум разным способам анализа энергетической зависимости деления U^{233} ионами гелия.

имеют смысл, то главное заключение, к которому можно прийти с их помощью, состоит в том, что в области значений параметра делимости от 0,6 до 0,7 происходит быстрое удлинение седловой конфигурации. Это очень интересно, поскольку именно такой результат предсказывается каплевой моделью, расчетами Коэна и Святецкого [107], которые обсуждались в разд. 2.1.

Бэйт, Чаудри и Хойзенга [99] выполнили аналогичный анализ данных, полученных при экспериментальных исследованиях с актинидами (см. также [108]) и при изучении с помощью полупроводниковых детекторов деления висмута дейтронами с энергией 21 Мэв. В работе [108] полупроводниковые счетчики применялись для измерения угловых распределений осколков при облучении ядермишеней Th^{232} , U^{233} и U^{238} ионами гелия с энергией от 20 до 43 Мэв и дейтронами с энергией 11–21 Мэв. В этих случаях максимум углового распределения соответствовал направлению вперед — назад. Анализируя форму распределений, оказалось возможным

вычислить K_0^2 для каждого значения энергии бомбардирующих частиц. Построить зависимость K_0^2 от энергии над порогом — дело более сложное, поскольку для этого нужно знать, какой вклад в изучаемый процесс дает деление до и после испускания нейтронов. Однако на основании сведений об относительной вероятности деления с первого и со второго захода, которые были заранее известны, оказалось возможным ввести приближенные поправки и построить в конце концов кривую зависимости от энергии возбуждения (см. рис. 27). Эта кривая для тяжелых элементов заметно отличается от кривой на рис. 25, соответствующей более легким элементам. Понижение K_0^2 при низких энергиях относится за счет остаточного взаимодействия внешних нуклонов в ядре [105, 109]. Силы спаривания стремятся затруднить возбуждение одночастичных состояний с более высокими значениями K .

Халперн и Струтинский подчеркивают, что интерпретация наблюдаемых угловых распределений осколков у тяжелых ядер осложняется тем, что в большинстве случаев эти распределения соответствуют целому набору различных делящихся ядер, дающих вклад в процесс. Для полного и более определенного анализа необходимо учитывать поведение конкуренции между делением и эмиссией нейтронов, которую мы обсуждали в предыдущей главе, чтобы определить процентный вклад каждого из двух или более ядер, соответствующих разным этапам испарительного каскада, и энергию возбуждения каждого делящегося ядра. (Альтернативный и, возможно, более удобный подход заключается в изучении систем, в которых деление с первого захода соответствует всем наблюдаемым актам деления или подавляющей их части.) Распределение по I не искажается сколько-нибудь заметно испарением нескольких нейтронов, поскольку эти нейтроны уносят лишь угловой момент в несколько единиц, но уменьшение энергии при движении вдоль испарительной цепочки вызывает большие изменения в величине I . Зная общий характер зависимости нейтронной конкуренции с делением от типа ядра, мы можем высказать несколько общих утверждений об угловых распределениях. Мы, например, отмечали выше, что угловая анизотропия осколков уменьшается с увеличением Z^2/A . Это можно связать с более высокой делимостью, соответствующей большим значениям Z^2/A . Тогда большая часть актов деления происходит на ранних стадиях разрядки возбужденного ядра, когда значения K_0^2 больше; поэтому $P = I^2/2K_0^2$ в этом случае меньше, следовательно, и анизотропия ниже. При делении нейтронами резкое повышение анизотропии наблюдается, когда энергия нейтронов превышает порог испарения определенного числа нейтронов (см., например, рис. 23). Это можно объяснить тем фактом, что выше порога деление происходит при значительно меньшей энергии после испускания нескольких нейтронов. Уменьшение энергии возбуждения означает уменьшение величин K_0^2 и увеличение анизотропии с преимущественным испусканием осколков вдоль направления пучка.

Повышение анизотропии с увеличением атомного веса бомбардирующей частицы (см. 10.9.2) является лишь отражением того, что среднее значение I увеличивается, а K_0 (в первом приближении) остается постоянным. Зависимость анизотропии от отношения масс можно объяснить, если предположить, что деление с низкой энергией более асимметрично, чем с высокой. Следовательно, те акты деления, которые происходят на поздних стадиях испарительного каскада, дают более асимметричное массовое распределение осколков, и, поскольку их энергия возбуждения мала, анизотропия разлета осколков увеличивается. Существует ли разница в угловых распределениях для разных отношений масс осколков у одного делящегося ядра при определенной энергии возбуждения, вопрос открытый. Найти ответ на него было бы очень интересно, поскольку это дало бы сведения о том, разделены ли в пространстве деформаций седловые точки для симметричного и асимметричного деления, при этом обоим типам деления соответствует одна и та же седловая конфигурация*. Наконец, общий вид зависимости угловых распределений от типа делящегося ядра отражает тот факт, что в большинстве исследуемых случаев значения I_0 и K_0 велики по сравнению со спином нечетного ядра-мишени. Геометрическое рассмотрение показывает, что хаотическая ориентация спина ядра-мишени не может оказывать сильного влияния на угловые распределения осколков.

Однако влияние спина ядра-мишени может играть более важную роль в некоторых специальных случаях, например при бомбардировке тяжелых нечетных ядер нейтронами с энергией в несколько мегаэлектронвольт. О. Бор в своей работе в 1955 г. предположил, что у ядер-мишеней с высоким спином анизотропия будет ниже. Это предсказание исходит из того, что неориентированный спин ядра-мишени, складываясь с угловым моментом падающего нейтрона, дизориентирует результирующий момент I ; угловое распределение осколков определяется величиной проекции K вектора I и тоже будет хаотическое, близкое к изотропному. Однако экспериментальные исследования Симмонса и Хенкеля [90] и Бламберга и Личмена [93], цитированные выше в этом разделе, дают результат, обратный ожидаемому. Очевидно, тут играют роль какой-то сильный фактор (или факторы), действующий в противоположном направлении.

Детальное обсуждение этой аномалии и расчет влияния разных обстоятельств, которые привлекались для ее объяснения, даются Личменом и Сэнманом [110]. Соотношения, полученные этими авторами, ясно показывают, что влияние спина ядра-мишени зависит от предполагаемой формы K -распределения делящегося ядра. При

* В 1962 г. опубликовано несколько экспериментальных работ, которые показывают, что угловое распределение не зависит от отношения масс осколков в тех случаях, когда энергия возбуждения слишком низка для «деления со второго захода». См. Flynn, Glendenin, Huizenga, BAPS, 7, 303 (1962); J. H. Manley, Nucl. Phys., 30, 70 (1962); Кузьминов Б. Д., Куцаева Л. С., Бондаренко И. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 42, 105 (1962); Баранов Н. А., Протопопов А. Н., Эйсмонт В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 42, 713 (1962).

изложении формализма Халперна — Струтинского [105] мы выбирали гауссовское распределение как наиболее оправданное с точки зрения статистической теории. Гриффин [86] предположил линейное распределение K . Если применить в формализме Личмена — Санмана любое из этих распределений, то результат окажется в согласии с предсказаниями Бора. Можно постулировать такое распределение K , которое устранил аномалию, но это будет чересчур искусственным решением, поскольку экспериментальных указаний на реальность таких распределений нет.

Личмен и Санмэн сохранили гауссовское распределение, но исследовали другие факторы, способные повлиять на окончательный результат. Они вспомнили о работе Гриффина [86], в которой было показано, что сфероидальная форма делящегося ядра может повлиять на анизотропию деления. Ядро-мишень при ударе по торцу подставляет пучку наименьшее возможное сечение, и передаваемый орбитальный момент будет в этом случае наименьшим. При попадании нейтрона в боковую поверхность и сечение и максимальный передаваемый орбитальный момент больше. Конечным результатом является увеличение анизотропии с ростом спина ядра-мишени. Однако количественный анализ этого эффекта показывает, что он слишком мал для объяснения наблюдаемых фактов.

Большой спин ядра-мишени может привести к увеличению анизотропии за счет увеличения вероятности деления ядер с большим угловым моментом, поскольку на основании общих соображений следует ожидать такого увеличения. Однако количественный анализ показывает, что этот эффект также не в состоянии объяснить наблюдаемой аномалии, если не предполагать, что момент инерции вращательного движения делящегося ядра на порядок меньше его значения для осколков. Этот результат качественно согласуется с другими выводами из анализа экспериментальных данных. Тем не менее предстоят дополнительные усилия теоретиков и экспериментаторов, прежде чем роль спина ядра-мишени в формировании угловых распределений осколков будет окончательно выяснена.

10.9.5. Угловые распределения осколков при делении выстроенных ядер

В принципе можно надеяться получить информацию о каналах деления, изучая анизотропию разлета осколков при делении ориентированных ядер. О первых экспериментах такого типа сообщили Даббс и Робертс с сотрудниками [111]. Мы можем объяснить принципиальную сторону их методики на примере деления медленными нейтронами выстроенных ядер U^{233} и U^{235} . В этих экспериментах ядра урана были ориентированы за счет электрического квадрупольного взаимодействия спина ядра с кристаллической решеткой, которое имеет место в парамагнитном ромбоэдрическом кристалле $UO_2Rb(NO_3)_3$ при низких температурах. Ориентируются ядра

вдоль C -оси кристалла, это известно из предшествующих исследований α -излучения, испускаемого ориентированным ядром Np^{237} . α -Частицы испускаются преимущественно с полюсов сфероидального ядра.

U^{233} и U^{235} выстраивались таким методом и степень ориентации определялась измерением анизотропии испускания α -частиц. После этого образцы помещались в интенсивный поток нейтронов, причем осколки деления регистрировались полупроводниковыми счетчиками под углом 0 и 90° по отношению к C -оси кристалла. В случае U^{233} отношение вероятностей испускания осколков под углами 0 и 90° равнялось единице с точностью до одного процента, не обнаруживая тем самым корреляции с выстраиванием ядра; в случае U^{235} наблюдалась небольшая анизотропия обратного знака по отношению к анизотропии испускания α -частиц.

Эти эксперименты можно анализировать следующим образом: ядро U^{233} имеет спин $5/2$ и положительную четность, так что составное ядро U^{234} имеет $I = 2$ или 3 и положительную четность. Спин I будет выстроен вдоль C -оси кристалла. Энергия канального состояния, образованного при захвате нейтрона, превышает примерно на $1,5 \text{ Мэв}$ порог деления, так что необходимо рассматривать доступные состояния $2 +$ и $3 +$, лежащие на расстоянии до $1,5 \text{ Мэв}$ от основного*. Если бы делящееся ядро находилось в таком состоянии, то длинная ось сфероидального ядра была бы перпендикулярна к C -оси кристалла и предпочтительное направление испускания осколков лежало бы на той же плоскости, т. е. осколки испускались бы перпендикулярно к направлению преимущественного испускания α -частиц. Кроме того, если отбирается γ -вибрационное состояние с $K = 2$, то в результате получится преимущественное испускание осколков в том же направлении, что и α -частиц. Деление через низколежащее состояние с $I = 3$, $K = 2$ приведет к пику в угловом распределении, лежащему между 0 и 90° . Возможно также, что у возбужденного ядра достаточно энергии для разрыва пары и перевода одного или нескольких нуклонов в новые состояния внутреннего возбуждения. Поскольку наблюдаемое угловое распределение осколков изотропно, ни одно из этих состояний не является преобладающим.

Захват теплового нейтрона U^{235} (спин $7/2$, положительная четность) приводит к состояниям составного ядра U^{236} со спинами $3 -$ и $4 -$. На основании наших знаний о спектре низколежащих коллективных возбуждений мы можем предположить, что в этом случае основную роль может играть ротационное состояние $I = 3 -$, $K = 0$. Если это так, то осколки будут преимущественно испускаться в стороны. Могут быть доступны и некоторые внутренние состояния $3 -$. Состояние $4 -$ можно образовать только за счет разрыва нуклонной пары. На основании экспериментальных результатов, де-

* Низшим состоянием такого рода является, по-видимому, β -вибрационное состояние $I = 2 +$, $K = 0$.

монстрирующих наличие заметной анизотропии, мы можем сказать лишь, что деление происходит через состояния с относительно небольшим значением K .

10.9.6. Угловые распределения при высоких энергиях бомбардирующих частиц

Если энергия бомбардирующих частиц поднимается за пределы интервала средних энергий (которые для легких частиц соответствуют десяткам мегаэлектронвольт), то процессы прямого взаимодействия начинают вытеснять механизм образования составного ядра и степень ориентации полного спина I становится меньше и меньше. Экспериментальные данные, однако, содержат любопытные неожиданные результаты. Прежде чем обсуждать их, мы должны заметить, что экспериментальные данные являются недостаточно полными и в некоторых случаях противоречат друг другу.

Ложкин, Перфилов и Шапов [112] исследовали анизотропию деления урана под действием протонов с энергией 660 Мэв методом фотоэмulsion. Они обнаружили преимущественное испускание осколков в направлении, перпендикулярном к протонному пучку. Угловое распределение описывалось функцией $1 + 0,29 \sin^4 \theta$. Анизотропия имела тенденцию к увеличению с ростом энергии возбуждения делящегося ядра. Это означает, что спин при делении довольно хорошо ориентирован, но в довольно неожиданном направлении. Однако более поздние работы Обухова и Перфилова, а также Карвальо с сотрудниками [113, 114] показали отсутствие анизотропии в пределах экспериментальных ошибок.

Остроумов и Перфилов [115] изучали угловые распределения осколков при делении ядер урана нейтронами высоких энергий. Результаты (табл. 7) показывают, что анизотропия быстро растет с ростом энергии возбуждения. Нейтроны получались перезарядкой в бериллиевой мишени при облучении протонами с энергией 600 Мэв.

Таблица 7
Анизотропия размета осколков при делении урана нейтронами высоких энергий [15]

Анизотропия = число осколков от $45-90^\circ$ — число осколков от $0-45^\circ$	Число лучей в звезде
0,90	0
1,15	1
1,13	2
1,50	3—6

Фесснер и Шнайдер [116] вторично исследовали этот эффект при делении тория протонами с энергией 600 Мэв. Они разделили

все акты деления на две группы — с большой и с малой передачей импульса, измеряя угол вылета осколков по отношению к пучку и по отношению друг к другу и делая определенные предположения. Для более распространенного случая небольшой передачи импульса от падающего протона делящемуся ядру было обнаружено заметно более вероятное испускание осколков в сторону, в согласии с работой [115]. Фесснер и Шнайдер обнаружили несколько иную форму углового распределения

$$W(\theta) = 1 + \alpha \sin^2 \theta, \quad (16)$$

где $\alpha = 0,36$.

Для случая большой передачи импульса они получили другие результаты. Вместо испускания осколков в стороны, преимущественным оказалось направление вдоль пучка. Кроме того, имелись некоторые указания на предпочтительное испускание легких осколков вперед, которое авторы интерпретировали как признак присутствия быстрого прямого деления помимо обычного, «медленного» деления, ответственного за большинство актов этой реакции. Однако все эти выводы поставлены под вопрос расхождением с экспериментальными результатами Карвальо и сотрудников [114].

Порайл и Шугерман [117] исследовали радиохимически относительные выходы отдельных продуктов деления в направлениях, параллельном и перпендикулярном пучку протонов высокой энергии. Для висмута, облучаемого протонами с энергией 450 Мэв, направление преимущественного испускания параллельно пучку. Если предположить, что распределение имеет вид

$$a + b \cos^2 \theta, \quad (17)$$

то параметр асимметрии b/a равен примерно 0,1 для большинства продуктов деления. В то же время, когда облучается танталовая мишень, осколки разлетаются в основном в плоскости, перпендикулярной к направлению пучка. Распределение имеет вид

$$a + b \sin^2 \theta, \quad (18)$$

где b/a меняется от 3,370 до 0,026. Наиболее асимметричные осколки испускаются практически изотропно. Результаты по висмуту ставятся под сомнение работой Обухова и Перфилова [113], которые не обнаружили анизотропии при делении висмута протонами с энергией 660 Мэв.

Вольке и Гутман [118] исследовали деление висмута протонами с энергией 450 Мэв, но их результаты могут быть ошибочными ввиду экспериментальных трудностей, на которые не было обращено внимания при постановке опытов [119].

Мидоус [120] исследовал деление тория и урана под действием протонов с энергией 45, 80 и 155 Мэв. При энергии 45 Мэв осколки испускались главным образом в направлении, параллельном пучку, что согласуется с другими результатами для области средних энергий. Анизотропия при 80 Мэв была меньше, а при 155 Мэв испуска-

ние осколков происходило в основном в направлении, перпендикулярном к пучку. Этот результат согласуется с результатами советской работы по делению при высоких энергиях, которая цитировалась выше. Вэлиндер и Тайрен [121] получили очень похожий результат при бомбардировке урана с энергией 185 Мэв протонами, а именно слабую анизотропию с максимумом в перпендикулярном направлении.

Анализ Халперна — Струтинского [105], обсуждавшийся выше, не дает никакого объяснения преимущественному испусканию осколков в стороны, и ясно, что в нем не учитывается какой-то важный фактор, имеющий большое значение при высоких энергиях. Халперн упоминает о своей и Струтинского неопубликованных работах, выполненных независимо, которые могут объяснить эту анизотропию противоположного знака [122]. В области высоких энергий важным этапом быстрой, каскадной стадии реакций является прохождение быстрой частицы через ядро с выбиванием одного или двух нуклонов под углом 90° к направлению собственного движения. Эти мягкие нуклоны при своем движении через ядро играют роль пучка, перпендикулярного к первоначальному. Они и приводят к анизотропии обратного знака. Однако из экспериментальных данных вовсе не ясно, действительно ли такая обращенная анизотропия существует.

10.10. ДЕЛЕНИЕ, ВЫЗВАННОЕ СЛОЖНЫМИ ЯДЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

10.10.1. Общие замечания

Деление, вызванное бомбардировкой мишеней тяжелых элементов высокоэнергичными частицами с атомным номером больше 2, напоминает во многих отношениях деление протонами, дейтронами и α -частицами, но имеет в то же время и некоторые специальные черты, делающие его особенно интересным в определенных отношениях. Соответствующим подбором ядра-мишени и ускоряемой частицы можно получать весьма разнообразные составные ядра, многие из которых иными способами получить нельзя. Другое преимущество заключается в том, что энергию возбуждения составного ядра можно сделать достаточно высокой при хорошо фиксированной массе и атомном номере. Это счастливое обстоятельство выгодно отличает реакции с тяжелыми ионами от реакций, вызванных легкими частицами, в частности протонами. В последнем случае, если энергия падающей частицы превышает 40 Мэв, механизм образования составного ядра уступает место каскадному механизму, который может привести после первого этапа реакции к промежуточным ядрам разного состава с довольно широким разбросом по Z и A и с разными энергиями возбуждения. Когда каскадный механизм определяет заметную долю полного сечения реакции, становится трудно дать чистую интерпретацию экспериментальных результатов. Реак-

ции с тяжелыми ионами идут через составное ядро до значительно более высоких энергий возбуждения, так что наш термин «заряженные частицы средней энергии» можно применять к тяжелым ионам до 100 или 200 Мэв, а не до 50 Мэв. Другим преимуществом является возможность выяснить влияние высокого углового момента на процесс разрядки составного ядра. Средний угловой момент составного ядра при бомбардировке U^{238} ионами C^{12} с энергией 100 Мэв составляет примерно 36 единиц; в реакциях с тяжелыми ионами и угловой момент в 100 единиц не является необычным. Интересным экспериментальным и теоретическим вопросом является влияние, оказываемое таким большим моментом количества движения на вероятность деления, угловые распределения осколков, испускание γ -квантов в процессе деления и после него и на другие характеристики деления.

Часть того, что необходимо сказать о реакциях под действием тяжелых ионов, содержится в разд. 5.4. Кроме того, там обсуждаются способы получения пучков тяжелых ионов и важные количественные детали вроде энергий кулоновского барьера; сечений образования составного ядра и т. д. В этой главе мы хотим лишь кратко обсудить вопрос о том, насколько хорошо механизм, вероятность и характеристики деления, вызываемого тяжелыми ионами, укладываются в те представления о процессе деления, которые мы обсуждали на протяжении всего этого тома.

В тех случаях, когда ядра-мишени лежат в области редких земель или выше, составное ядро распадается в основном с испусканием нейтронов и деления. Если взять в качестве типичных тяжелых ионов C^{12} и N^{14} , то можно констатировать, что зависимость сечений реакций (C^{12}, xn) и (N^{14}, xn) от энергии бомбардирующих частиц очень похожа на аналогичные кривые для реакций (p, xn), (d, xn) и (α, xn). Каждой отдельной реакции соответствует порог, подъем до максимального значения, а затем спад по мере того, как энергия возбуждения составного ядра переходит за порог испускания очередного нейтрона. Если ядро-мишень — золото или более тяжелый элемент, то вероятность деления становится заметной и это отражается на функциях возбуждения реакций (C^{12}, xn) и (N^{14}, xn) — пики становятся ниже. Конкуренцию деления с нейтронной эмиссией можно анализировать, используя несколько видоизмененную модель Джексона, описанную в разд. 4. Сечения реакций (C^{12}, xn), на U^{238} анализировали таким образом Сиккеланд, Томпсон и Гиорсо [123], а также Флеров с сотрудниками [124]. Аналогичный анализ сечений реакций Au^{197} (C^{14}, xn) выполнили Барабошкин, Карамян и Флеров [125], а для $Pt(N^{14}, xn)$ — Гордон [126]. Все эти исследования показывают, что модель Джексона с учетом вероятности деления применима и к реакциям с тяжелыми ионами, но не с таким успехом, как к реакциям на легких частицах. По-видимому, некоторые упрощающие предположения, используемые в модели, перестают быть справедливыми для тяжелых ионов. При высоких энергиях возбуждения возрастает тенденция к испус-

канию заряженных частиц, которое конкурирует с нейтронной эмиссией на первых этапах испарительной цепочки. На это указывают теоретические расчеты модели испарения. Экспериментальным подтверждением этому служит большое число α -частиц, образующихся при взаимодействии ядер золота и висмута с ионами углерода, азота и кислорода [127]. Кроме того, кривые массового и зарядового распределений, снятые Блэнном [128] для деления золота ионами C^{12} , обладают симметрией, указывающей, что средний заряд делящегося составного ядра равен 83, т. е. на две единицы меньше, чем у исходного составного ядра. Это также ясно показывает, что до деления испускается в среднем одна α -частица. Существует также возможность, что все α -частицы или часть их образуются в результате прямых контактных обменов нуклонами между ядром и налетающей частицей.

Кроме того, конкуренция нейтронной эмиссии с испусканием γ -квантов или делением может быть сильно ослаблена в конце испарительного каскада влиянием углового момента [129]. Это можно понять следующим образом. Составное ядро первоначально образуется с высокой энергией возбуждения и большим угловым моментом (30—100 в единицах $\hbar$). Испарение нескольких нейтронов или заряженных частиц и нескольких нейтронов понижает энергию возбуждения до нескольких мегаэлектронвольт над энергией связи нейтрона, не уменьшая существенно углового момента делящегося ядра. В этот момент плотность возбужденных состояний с высоким угловым моментом может оказаться столь низкой, что нейтронная конкуренция будет ослаблена по сравнению с испусканием γ -лучей и делением. В то же время вероятность деления может оставаться высокой ввиду понижения барьера деления, вызываемого высоким угловым моментом. Этот эффект обсчитывался Пик-Пичаком [130] и Хайсксом [131]. Кроме понижения барьера, угловой момент может влиять на вероятность деления и косвенно. Энергия, заключенная во вращательной степени свободы, недоступна для внутренних возбуждений. Это эффективно понижает плотность уровней и обедняет спектр состояний, доступных для распада любого рода. Но поскольку в процессе деления легче избавиться от высокого углового момента за счет орбитального движения осколков, вероятность деления может поэтому возрасти.

10.10.2. Сечения деления

Теперь мы переходим к обсуждению различных характеристик реакции деления. Начнем с сечений деления, которые измерялись самыми разнообразными методами. Один общий метод заключается в облучении тонкой фольги из делящегося изотопа с регистрацией осколков деления каким-нибудь подходящим для этого детектором. Ионизационные камеры [132], газовые сцинтилляционные счетчики [126], пропорциональные счетчики [102], ядерные фотоэмюльсии [133] и полупроводниковые детекторы [126] использовались для

этой цели. Все эти детекторы должны быть сконструированы так и использованы с таким расчетом, чтобы выделять импульсы, соответствующие актам деления среди значительно более многочисленных импульсов, вызываемых тяжелыми ионами пучка. Ток в пучке нужно

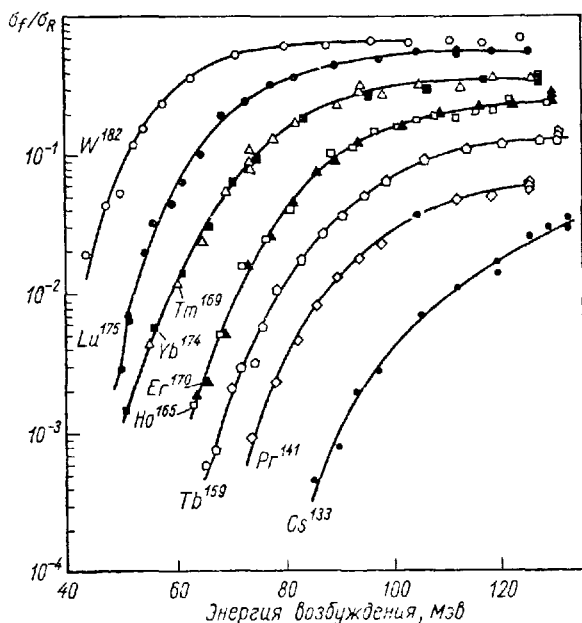


Рис. 28. Зависимость отношения сечения деления к полному сечению реакции от энергии возбуждения составного ядра при облучении разных ядер-мишеней ионами O^{16} .

Сечения деления измерялись Сиккеландом с помощью пары полупроводниковых счетчиков. Полное сечение взаимодействия было рассчитано по оптической модели с действительным потенциалом.

мониторировать цилиндром Фарадея или регистрацией ионов, рассеянных на большие углы по отношению к пучку за счет резерфордского рассеяния.

В типичной экспериментальной ситуации ионный пучок проходит через тонкую мишень, а затем попадает в цилиндр Фарадея. Осколки деления, вылетающие из мишени, попадают на поверхность одной или нескольких пленок, установленных в специальной камере. Число осколков как функция телесного угла, отсчитанного от направления пучка, интегрируется по всем углам для получения полного числа осколков. Сечение можно также определять радиохимическим измерением абсолютного выхода определенных продуктов деления и радиохимическим исследованием массового и зарядового распределения осколков [128, 134, 135]. Результаты некоторых измерений сечений деления представлены на рис. 28 и 29. Можно отметить

несколько основных закономерностей. Вероятность деления возрастает с увеличением параметра Z^2/A составного ядра, но это не единственный фактор, влияющий на сечение деления. Доля полного сечения, соответствующая делению, возрастает с увеличением энергии налетающего иона. Это увеличение может быть связано с ростом энергии возбуждения или передаваемого углового момента, или

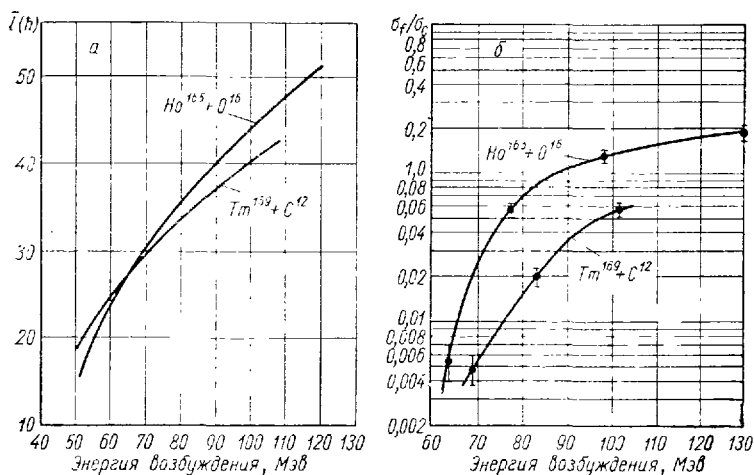
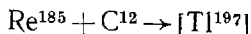


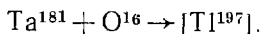
Рис. 29. Функция возбуждения деления в реакции $Au + C^{12}$.

Из работы Gordon et al., Phys. Rev., 120, 1341 (1960).

с обоими этими факторами. Джилмор, Томпсон и Перлман [133] проводили исследования с разными мишенями и разными ионами, чтобы выделить эффект влияния углового момента на вероятность деления. Например, они получали составное ядро Tl^{197} с помощью реакций



и



Выбирая соответствующим образом энергии ионов O^{16} и C^{12} , авторы получали Tl^{197} с одинаковой энергией возбуждения, но с существенно различными угловыми моментами. С помощью метода фотоэмиссии они измеряли сечения деления. По-видимому, больший угловой момент соответствует большей вероятности деления. Аналогичная тенденция была отмечена и в других трех парных реакциях, исследованных теми же авторами. (См. также работу Сиккеланда [136a], выполненную с помощью полупроводниковых счетчиков.)

10.10.3. Распределение осколков по массам и энергиям

В тех немногих случаях, когда массовое распределение исследовалось радиохимически, оно, по-видимому, симметрично. Тарантин с сотрудниками [134] исследовали случай $\text{Au}^{197} + \text{N}^{14}$ и обнаружили пик в распределении в районе массы 100 с шириной на высоте в половину максимума, равной 20 массовым единицам. При аналогичных радиохимических исследованиях деления золота ионами C^{12} с энергией 120 Мэв Блэнн [128] получил такое же узкое массовое распределение. Полная ширина максимума составляла 27 массовых единиц. Пик приходился на значение массы 101 и заряда 41,5. Это показывает, что в среднем девять нейтронов и одна α -частица испускаются в процессе деления, до или после него.

Тарантин [134] показал, что при облучении U^{238} ионами N^{14} массовое распределение получается довольно широким (ширина на половине максимума ≥ 50 единиц), вероятность выхода остается примерно постоянной от массы 90 до 145. Большая ширина этого симметричного распределения, возможно, является результатом смешивания симметричного и асимметричного способов деления. Браун, Прайс и Уиллис [135] исследовали радиохимически продукты деления U^{238} ионами C^{12} . Для этой цели было выбрано 17 изотопов-осколков, и в результате получилось симметричное массовое распределение с максимумом при $A = 120$ и шириной 55 единиц. Положение максимума соответствует значению $\bar{\nu} = 11$. В эту величину включаются нейтроны, испущенные до деления, в процессе деления и после него.

Распределение осколков по кинетическим энергиям исследовалось в нескольких случаях. В соответствии с симметричным массовым распределением распределение кинетических энергий симметрично относительно наиболее вероятного значения. После введения поправок на движение центра масс были получены значения для наиболее вероятной кинетической энергии, приведенные в табл. 8. Ширина на половине максимума составляет примерно 30% для деления ионами углерода и 47% для деления ионами кислорода. Кинетическая энергия слабо зависит от энергии бомбардирующих частиц.

Террелл [137] показал, что существует довольно четкая зависимость полной кинетической энергии осколков деления от параметра $Z^2/A^{1/3}$ при делении нейтронами и при спонтанном делении. Данные, существовавшие к 1958 г., хорошо укладывались на прямую линию

$$\bar{E}_K = 0,121 Z^2/A^{1/3}. \quad (19)$$

Интересно посмотреть, выполняется ли это соотношение для деления сложными частицами; значения $\bar{E}_K (Z^2/A^{1/3})$, приведенные в табл. 6, показывают, что выполняется. Этот результат согласуется с предположением, что кинетическая энергия осколков определяет

Наиболее вероятная кинетическая энергия осколков деления, вызванного облучением тяжелыми частицами

Энергия налетающей частицы, Мэв	Мишень	$Z^2/A^{1/3}$ сост. ядра	$E_{ц.м}^f$	$\bar{\nu}$	$E_{ц.м}^i$	$E_{ц.м}^i/(Z^2/A^{1/3})$	Источник
125 C^{12}	Tb ¹⁵⁹	908,2	113,2	6	117,5±4,8	0,129	Viola, Sikkeland, Phys. Rev., 130, 2044 (1963)
	Ho ¹⁶⁵	949,1	117,2	7	122,0±5,2	0,129	
	Tm ¹⁶⁹	994,4	116,6	8	122,3±4,2	0,123	
	Au ¹⁷⁵	1037	125,8	8	131,4±3,6	0,127	
	Au ¹⁹⁷	1217	140,6	8	147,2±3,6	0,121	
	Bi ²⁰⁹	1310	152,0	9	158,7±3,0	0,121	
	Tl ²³²	1475	167,6	12	176,3±8,8	0,120	
	U ²³⁸	1525	174,4	12	183,2±8,0	0,120	
	Pu ²⁴⁰	1583	176,0	13	185,6±4,6	0,117	
	Pr ¹⁴¹	832,1	106,2	7	111,2±6,6	0,134	
	Tb ¹⁵⁹	952,7	118,6	8	124,3±4,4	0,131	
	Ho ¹⁶⁵	994,4	121,0	9	127,3±5,4	0,128	
166 O^{16}	Tm ¹⁶⁹	1041	125,8	9	132,2±4,0	0,127	Датто
	Lu ¹⁷⁵	1084	130,6	10	137,8±3,8	0,127	
	Au ¹⁹⁷	1267	147,6	11	155,6±3,4	0,123	
	Bi ²⁰⁹	1364	158,2	11	166,3±3,0	0,122	
	Tl ²³²	1529	179,4	14	190,1±8,8	0,124	
	U ²³⁸	1579	174,6	15	185,6±4,0	0,118	
	Pu ²⁴⁰	1641	181,4	15	192,7±4,6	0,117	
	Bi ²⁰⁹	1212	146,0	2	147,4	0,122	
	Pb ²⁰⁸	1189	143,5	2	144,9	0,122	
	Tl ²³²	1165	141,0	2	142,4	0,122	
	Au ¹⁹⁷	1122	138,5	2	139,9	0,125	
25,5 He ³							Вригт, неопубликованные результаты (1962)

Примечание. $E_{ц.м}^i$ — наиболее вероятная энергия осколков в системе ц. м., регистрируемая полупроводниковыми детекторами. $E_{ц.м}^f$ — та же энергия, исправленная на испускание нейтронов, это кинетическая энергия до испускания γ нейтронов.

ся энергией их кулоновского отталкивания в момент разделения. Виола и Святецкий в 1962 г. обработали по методу наименьших квадратов данные по $\bar{E}_K$ при делении медленными нейтронами, тяжелыми ионами и при спонтанном делении. Насколько эти данные согласуются с упомянутой линейной зависимостью, можно судить по рис. 6. в гл. 6.

10.10.4. Угловые распределения осколков

Одной из наиболее интересных особенностей деления, вызываемого тяжелыми ионами, является резко анизотропное угловое распределение осколков с пиками в направлениях вперед — назад. Несколько групп экспериментаторов [102, 126, 133, 136] тщательно исследовали угловые распределения осколков в зависимости от угла между направлением вылета осколка и пучком налетающих частиц в лабораторной системе координат. Эти распределения корректировались для учета движения центра масс, а затем сравнивались с теоретическими кривыми Струтинского и Халперна [105] и Гриффина [86], которые обсуждались в разд. 10.9.4.

Типичный результат, взятый из работы Гордона, Ларша и Сикеланда [103, 126, 136], приводится на рис. 30 и 31. На рис. 30 показано угловое распределение в лабораторной системе. На рис. 31 приведено угловое распределение в системе центра масс после введения поправок на величину η , которая равна $0,223 \pm 0,01$ и $0,190 \pm 0,01$ для энергий 123 и 93 Мэв соответственно. Величина η определяется как v/V , где v — скорость составного ядра в направлении пучка, а V — скорость осколка в движущейся системе. В пределах экспериментальных ошибок значения η соответствуют полной передаче импульса от налетающей частицы ядру.

Можно отметить следующие детали в угловых распределениях, представленных на рис. 31:

1. Угловые распределения в системе центра масс симметричны относительно 90° в пределах экспериментальных ошибок.

2. Кривая для энергии 123 Мэв между углами 15 и 165° лежит несколько выше функции $1/\sin\theta$, в соответствии с предсказаниями Гриффина [86].

3. При энергии 93 Мэв форма углового распределения вблизи 0 и 180° больше соответствует предсказаниям теории Струтинского — Халперна [105], чем предсказаниям модели Гриффина [86].

Экспериментальные данные свидетельствуют, что для актов реакции, ведущих к делению на мишенях с $Z \leq 83$, предположение о полной передаче импульса, по-видимому, справедливо, но для мишеней трансурановых элементов положение иное. Ларш с сотрудниками [136], например, нашел, что величина $\eta = 0,135$ для углового распределения осколков среднего делящегося ядра при облучении U^{238} ионами C^{12} с энергией 124 Мэв. Ожидаемое значение равно $0,172$. Это означает, что передается 78% полного импульса. По-видимому, в заметном числе случаев происходит лишь частичная пере-

дача нуклонов ядру от налетающего иона C^{12} , т. е. лишь одна или две α -частицы из трех, образующих структуру ядра C^{12} , поглощаются ядром урана. Значение Z^2/A образующегося ядра ниже, чем в случае полного поглощения с полной передачей импульса, но полученное составное ядро тем не менее обладает высокой делимостью. В случае висмута и более легких мишеней частичная передача также может происходить в заметном числе случаев, но получающиеся ядра делят-

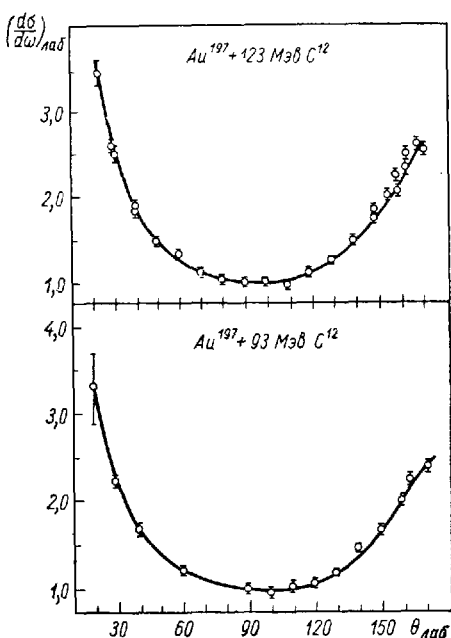


Рис. 30. Угловые распределения осколков деления в лабораторной системе согласно измерениям Гордона и др. [103].

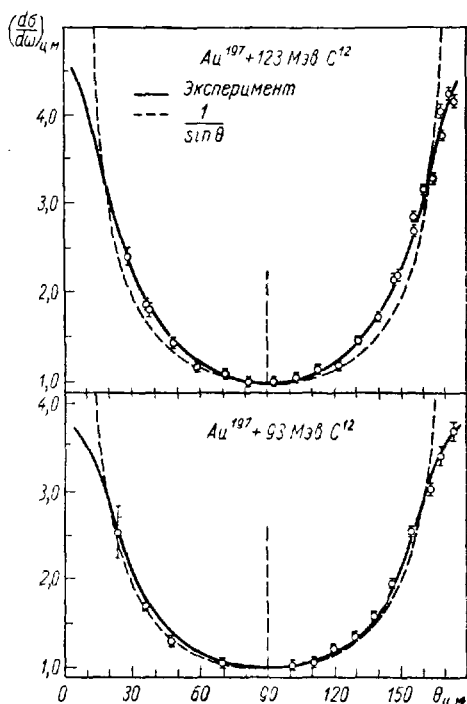


Рис. 31. Угловые распределения осколков в системе центра масс согласно работе [103].

ся не слишком охотно; следовательно, такие события не отражаются на наблюдаемых характеристиках деления, а лишь понижают полное наблюдаемое сечение деления.

Под эти выводы была подведена еще более прочная база интересным экспериментальным исследованием Сиккеландом, Хейнсом и Виола [138]. В этой работе полная или частичная передача импульса в реакции, ведущей к делению, определялась по угловой корреляции осколков. Чем больше импульс, переданный делящемуся ядру, тем больше отличается от 180° угол между направлениями разлета осколков в лабораторной системе. Это ясно из рис. 32. В работе [138] исследовалось деление ядер-мишеней гольмия, висмута, золо-

та и U^{238} ионами C^{12} , N^{14} , O^{16} и Ne^{20} . Тонкие образцы исследуемых изотопов помещались в центре специальной камеры деления с золочеными кремниевыми детекторами осколков, которые можно было помещать независимо друг от друга под различными углами.

На рис. 33 приведены типичные результаты для одного из легких ядер-мишеней. Когда фиксируется величина угла регистрации осколков $\psi_1 = 90^\circ$, преимущественное направление испускания вто-

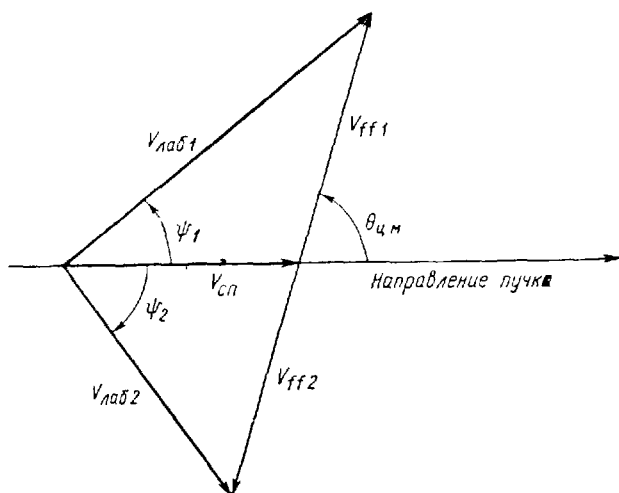


Рис. 32. Векторная диаграмма связи между системой центра масс и лабораторной системой при делении на два осколка.

$V_{цп}$ — импульс делящегося ядра в продольном направлении;
 $\theta_{ц.м}$ — угол, образуемый направлением вылета первого осколка с направлением пучка в системе центра масс; ψ_1 и ψ_2 — углы, образуемые треками первого и второго осколков с пучком в лабораторной системе, $V_{фф1}$ и $V_{лаб1}$ — скорости первого осколка в системе центра масс и в лабораторной системе соответственно.

рого осколка составляет с пучком угол $66,8^\circ$. Это соответствует значению $x_m^2 = 0,044$, где x_m определяется как отношение наиболее вероятной продольной составляющей скорости делящегося ядра к скорости осколка по отношению к системе центра масс (деление предполагается симметричным). Величину x^2 можно также рассчитать, зная энергию налетающей частицы E_1 , исходя из закона сохранения импульса в предположении полного поглощения налетающей частицы ядром-мишенью. Экспериментальные и расчетные значения x^2 в этом случае совпадают, как практически и во всех случаях, когда использовались ядра-мишени гольмия, золота и висмута. Сводка результатов приводится в табл. 9.

На рис. 34 показана угловая корреляция при бомбардировке U^{238} ионами O^{16} с энергией 166 Мэв, когда угол $\psi_1 = 90^\circ$. Главный пик при $64,6^\circ$ соответствует полному поглощению O^{16} , и, следова-

тельно, в этом случае делится ядро калифорния. Кроме того, зарегистрирована группа актов деления с наиболее вероятным углом $\psi_2 \approx 83^\circ$. Этот пик соответствует меньшей передаче импульса, связанной с поглощением лишь одной α -частицы из бомбардирующего ядра O^{16} . Делящееся ядро в этом случае имеет заряд, равный 94. Также могут присутствовать неразрешенные пики, положения которых указаны стрелками, соответствующие поглощению ядром-мишенью ядер Be^8 и C^{12} , удаляемых из налетающего иона. В случае

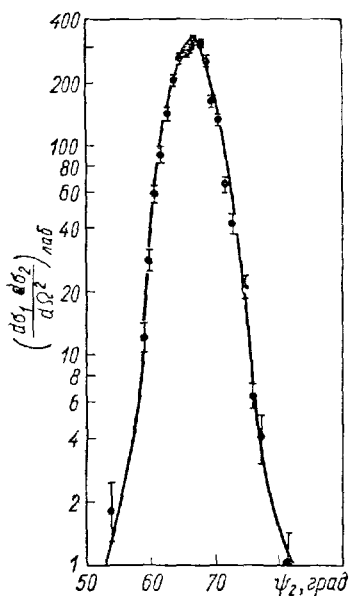


Рис. 33. Угловая корреляция разлета продуктов деления ионами C^{12} с энергией 125 Мэв.

Угол вылета второго осколка ψ_2 может принимать любые значения.

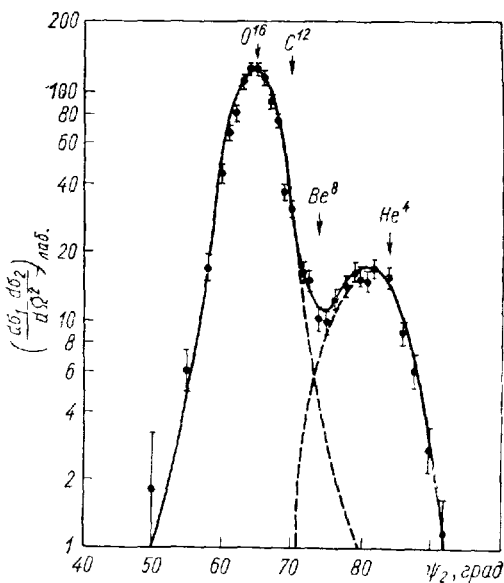


Рис. 34. Угловая корреляция разлета продуктов деления в реакции $U^{235} + O^{16}$ при энергии 166 Мэв.

ψ_2 — угол вылета второго осколка, может принимать любые значения. Расчетные значения наиболее вероятных величин угла ψ_2 для поглощения ядром-мишенью He^4 , Be^8 , C^{12} или всего иона O^{16} показаны стрелками.

$U + O^{16}$ авторы оценивают нижнюю границу вероятности событий, не связанных с образованием составного ядра, в 15,7%. Результаты их анализа для нескольких других комбинаций ядер-мишеней и налетающих частиц представлены в таблице.

Мы повторим замечание, сделанное выше о том, что частичная передача массы от налетающей частицы к ядру может наблюдаться для легких и тяжелых ядер-мишеней примерно в одинаковом числе случаев, но получающиеся в этих двух случаях ядра будут иметь существенно различные делимости. Следовательно, характеристики деления, наблюдаемые при облучении более тяжелых изотопов,

Наблюдаемые и рассчитанные свойства делящихся систем, изучавшихся Сиккеландом, Хайнсом и Виола Таблица 9

Тяжелый нон	Мишень	Энергия нока, Мэв	ψ_1 , град	$\psi_2 mp$, град	$W^{1/2}$, град	X^2 тр	НКЯ, %	$E_{ц.м.}$, Мэв	A_{ff} , а.е.м	$\bar{X}_{сост.}$ яд
C ¹²	Ho ¹⁶⁵	125	90	61,6	6,5	0,068	0	63a	82,2	0,062
	Au ¹⁹⁷	125	90	66,8	7,3	0,044	0	73b	98,5	0,046
	Bi ²⁰⁹	125	90	68,0	6,6	0,039	0	78a	105,3	0,041
	U ²³⁸	125	90	70,2	7,0	0,031	11,9	91b	117,6	0,031
	U ²³⁸	93,7	90	72,4	6,8	0,025	1,8	91b	119,3	0,024
	U ²³⁸	74,8	90	74,3	6,2	0,019	0	91b	120,4	0,019
N ¹⁴	Au ¹⁹⁷	145	90	64,4	7,9	0,054	~0	74a	98,4	0,061
	Bi ²⁰⁹	145	90	65,9	7,7	0,052	~0	79a	105,2	0,055
	U ²³⁸	145	90	68,2	7,1	0,039	16,9	92a	117,4	0,041
	U ²³⁸	145	40	122,5	8,0	0,042	8,7	92a	117,4	0,041
	U ²³⁸	103	90	71,2	6,7	0,028	4,8	92a	119,1	0,028
	U ²³⁸	166	90	54,7	7,8	0,111	0	65b	81,8	0,102
O ¹⁶	Ho ¹⁶⁵	166	90	60,5	7,8	0,074	~1	75r	99,0	0,077
	Au ¹⁹⁷	166	90	62,1	6,2	0,066	~0	80r	104,8	0,069
	Bi ²⁰⁹	166	90	64,6	7,1	0,053	15,7	93b	117,8	0,052
	U ²³⁸	166	40	120,4	8,6	0,052	8,4	93b	117,8	0,052
	U ²³⁸	140	90	66,6	7,6	0,045	10,2	93b	119,3	0,045
	U ²³⁸	110	90	68,8	6,2	0,036	3,2	93b	121,0	0,035
Ne ²⁰	Au ¹⁹⁷	207	90	55,3	9,5	0,107	5,1	77a	99,8	0,111
	Bi ²⁰⁹	207	90	57,0	9,0	0,095	8,6	82a	106,1	0,095
	U ²³⁸	207	90	60,8	7,9	0,072	16,4	95a	118,3	0,078
	U ²³⁸	207	90	60,8	7,9	0,072	16,4	95a	118,3	0,078

а приблизительно.

6 Sikkeland, Haines, Viola, Phys. Rev., 125, 1350 (1962).

в Sikkeland, Larsh, Gordon, Phys. Rev., 123, 2112 (1961).

г Britt, Quintor. Phys. Rev., 120, 1758 (1960).

Условные обозначения к заголовкам граф:

ψ_1 — угол вылета осколка 1 по отношению к пучку;

ψ_2 — наиболее вероятный угол вылета осколка 2 по отношению к пучку;

$W^{1/2}$ — ширина кривой угловой корреляции;

X^2 — квадрат наиболее вероятного значения $\bar{X}$ (отношения продольной скорости делящегося ядра к скорости осколка в системе центра масс);

НКЯ — процент актов деления, соответствующих неполному поглощению масс, т. е. реакциям не через составное ядро;

$E_{ц.м.}$ — энергия осколков в системе центра масс (симметричное деление);

A_{ff} — масса осколка при симметричном делении;

$\bar{X}_{сост}$ — величина X^2 , рассчитанная в предположении полного поглощения налетающей частицы ядром,

могут быть результатом усреднения по двум или больше делящимся элементам.

Мы возвращаемся теперь к дальнейшему обсуждению и анализу общей структуры угловых распределений осколков. Экспериментальные кривые угловых распределений в системе центра масс можно анализировать с помощью теории Халперна — Струтинского, которая обсуждалась в разд. 9.4. Из формы кривой можно получить параметр $P = \frac{1}{2} (I_0^2/K_0^2)$. Распределение I и, следовательно, среднее значение I_0 можно в принципе определить теоретически и явно вычислить величину K_0^2 . Если иметь кривую зависимости K_0^2 от энергии, то можно оценить энергию возбуждения делящегося ядра в седловой точке. При этом необходимо учитывать, что наблюдаемые результаты могут представлять собой смесь разнородных событий, одни из которых происходят до испускания нейтронов, а другие после. В случае более тяжелого ядра-мишени типа урана необходимо учитывать также вклад актов деления, происходящих при неполной передаче массы от нелетающей частицы делящемуся ядру. Таким образом полученное в результате анализа значение K_0^2 может, так же как и энергия возбуждения, быть средним значением для целого набора делящихся ядер.

Одним из ключевых пунктов в этом анализе является используемая зависимость K_0^2 от энергии возбуждения. Гордон, Сиккеланд и Сиборг [139] провели предварительный анализ данных по угловым распределениям для системы $\text{Au} + \text{C}^{12}$ и пришли к заключению, что типичный акт деления происходит в этом случае при энергии возбуждения 20—25 Мэв, если энергия падающей частицы заключена в интервале 72—125 Мэв. Это означает, что остальная энергия, принесенная падающей частицей, расходуется главным образом на эмиссию частиц перед делением. При этом анализе авторы ввиду отсутствия какой-либо другой информации использовали кривую зависимости K_0^2 от энергии, полученную Халперном для более тяжелых элементов. Чаудри, Ванденбош и Хойзенга критиковали это предположение и полученные с его помощью выводы на том основании, что кривая $K_0^2(E)$ в области свинец — висмут существенно отличается от кривой для области урана. В экспериментальной работе (см., например, рис. 25 разд. 9.4) эти авторы построили кривую зависимости $K_0^2(E)$ от энергии для элементов легкой группы. Когда эта кривая была использована для дополнительного повторного анализа результатов Гордона и сотрудников [139], оказалось, что акт деления происходит в среднем при заметно более высокой энергии.

Тяжелые ионы с энергией ниже кулоновского барьера, возможно, способны вызывать деление за счет кулоновского возбуждения. Сечение возбуждения тяжелых ядер до энергии, превышающей порог деления, будет, вероятно, исключительно мало, но при определенных условиях может быть измерено. Джонс и Цуккер [140] предпри-

няли поиски деления ядра U^{238} за счет кулоновского возбуждения ионами азота с энергией 28 Мэв. Положительного эффекта не обнаружили, и был установлен верхний предел для сечения в 10^{-28} см². Флеров [141] дал обзор советских работ по реакциям с тяжелыми ионами в докладе на Женевской конференции 1958 г. Он сообщил, что одним из интересных следствий влияния высокого углового момента на делящееся ядро является увеличение выхода изомеров с высоким спином среди продуктов деления. Например, оказалось, что выход Cd^{115} со спином 11/2 по отношению к выходу Cd^{115} со спином 1/2 при делении золота ионами кислорода в 20 раз выше, чем при делении U^{235} тепловыми нейтронами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jackson J. D. *Canad. J. Phys.*, **34**, 767 (1956).
2. Wade W. H. et al. *Phys. Rev.*, **107**, 1311 (1957).
3. Jungerman J., Wright S. C. *Phys. Rev.*, **74**, 150 (1948).
4. Jungerman J. *Phys. Rev.*, **79**, 632 (1950); Jungerman J. *Phys. Rev.*, **101**, 807 (1956).
5. McCormick G. H., Cohen B. L. *Phys. Rev.*, **96**, 722 (1954).
6. Huizenga J. R., Vandenbosch R., Warhanek H. *Phys. Rev.*, **124**, 1964 (1961).
7. Huizenga J. R., Chaudhry R., Vandenbosch R. *Phys. Rev.*, **126**, 210 (1962); Bate G. L., Chaudhry R., Huizenga J. R. *Phys. Rev.*, **131**, 722 (1963).
- 7a. Choppin G. R., Meriwether J. R., Fox J. D. *Phys. Rev.*, **131**, 2149 (1963).
- 7b. Price P. B., Walker R. M. *Phys. Lett.*, **3**, 113 (1962).
8. Kelly E. Ph. D. Thesis, University of California; Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-1044, Dec. 27, 1950.
9. Kelly E. L., Sergè E. *Phys. Rev.*, **75**, 999 (1949).
10. Ramler W. J. et al. *Phys. Rev.*, **114**, 154 (1959).
11. Andre et al. *Phys. Rev.*, **101**, 645 (1956).
12. Bell R. E., Skarsgard H. M. *Canad. J. Phys.*, **34**, 745 (1956).
13. John W. *Phys. Rev.*, **103**, 704 (1956).
14. Jackson J. D. *Canad. J. Phys.*, **34**, 767 (1956).
15. Shapiro M. M. *Phys. Rev.*, **90**, 171 (1953).
16. Serber R. *Phys. Rev.*, **72**, 1114 (1947).
17. Ramler W. J. et al. *Phys. Rev.*, **114**, 154 (1959).
18. Newton A. S. *Phys. Rev.*, **75**, 17 (1949).
19. McCormick G. H., Cohen B. L. *Phys. Rev.*, **96**, 722 (1954).
20. Vandenbosch et al. *Phys. Rev.*, **111**, 1358 (1958).
21. Thomas T. D. Spallation-Fission Competition from the Compound System U^{233} plus He^4 , Thesis Ph. D. Univ. Calif. Rad. Lab. Report USRL-3791 (1957).
22. Ritsema S. E. Fission and Spallation Excitation Functions of U^{238} , Univ. Calif. Rad. Lab. Report USRL-3266 (1956).
23. Gibson W. M. Fission and Spallation Competition from the Intermediate Nuclei Am^{241} and Np^{235} , Univ. Calif. Rad. Lab. Report USRL-3493 (1957).
24. Glass R. A. Studies in Nuclear Chemistry of Plutonium, Americium and Curium, Univ. Calif. Rad. Lab. Report USRL-2560 (1954).
25. Wing J. et al. *Phys. Rev.*, **114**, 163 (1959).
26. Luoma E. V. Univ. Calif. Rad. Lab. Report USRL-3495 (1956).
27. Sugihara T. T. et al. *Phys. Rev.*, **108**, 1264 (1957).
28. Tewes H. A., James R. A. *Phys. Rev.*, **88**, 860 (1952), Tewes H. A. *Phys. Rev.*, **98**, 25 (1955).

29. Carr R. J. Univ. Calif. Rad. Lab. Report. USRL—3395, April (1956).
30. Sugihara T. T. et al. Phys. Rev., **108**, 1264 (1957).
31. Alexander J. M., Coryell C. D. Phys. Rev., **108**, 1274 (1957).
32. Gordon G. E. Univ. Calif. Rad. Lab. Report USRL—8215, April (1958).
33. Lessler R. M. Univ. Calif. Rad. Lab. Report USRL—8439, October (1958).
34. Eads D. L. Univ. Calif. Rad. Lab. Report USRL—8561, January (1959).
35. Ванденбош Р., Хойзенга Дж. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева 1958». Избранные доклады иностранных ученых. Т. 8. М., Атомиздат, 1959, стр. 366.
36. Thomas T. D. et al. Paper P, 1429. Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva, 1958.
37. Foreman B. M., Gibson W. M. et al. Phys. Rev., **116**, 382 (1959).
38. Glass R. A. et al. Phys. Rev., **104**, 434 (1956).
39. Vandenbosch R. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-3858, July 1957; Vandenbosch R., Seaborg G. T. Phys. Rev., **110**, 507 (1958).
40. Batzel R. F. Univ. Calif. Rad. Lab. Report., UCRL—4303, February 1954, не опубликовано.
41. Coffin C. T., Halpern I. Paper P/642, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva (1959) и неопубликованные результаты.
42. Weisskopf V. F. Lecture series in Nuclear Physics, MDDC-1175, U. S. Gov't Printing Office, Washington, D. C., 1947.
43. Vandenbosch R., Seaborg G. T. Phys. Rev. **110**, 507 (1958).
44. Huizenga J. R. Phys. Rev., **109**, 484 (1958).
45. Henkel R. L., Barschall H. H. Los Alamos Report LA-2122, March 1957.
46. Fujimoto Y., Yamaguchi Y. Prog. Theor. Phys., **5**, 76 (1950).
47. Jackson J. D. In Proceedings of the Symposium on the Physics of Fission held at Chalk River, Ontario, May 1956; report CRP-642 A, July 1956.
48. Hurwitz H. Jr., Bethe H. A. Phys. Rev., **81**, 898 (1951).
49. Glass R. A., Thompson S. G., Seaborg G. T. J. Inorg. and Nucl. Chem., **1**, 3 (1955).
50. Swiatecki W. J. Phys. Rev., **101**, 97 (1956).
51. Huizenga J. R., Vandenbosch R. «Nuclear Fission» a contribution to, Vol. II, of Nuclear Reactions (Amsterdam: North Holland Publishing Company, 1962), Editors, P. M. Endt and M. Demeur.
52. Fairhall A. W. Phys. Rev., **102**, 1335 (1956); **118**, 771 (1960).
53. Jensen R. C., Fairhall A. W. Phys. Rev. **109**, 942 (1958).
54. Neuzil E. F., Fairhall A. W. Phys. Rev. **129**, 2705 (1963).
55. Fairhall A. N., Jensen R. C., Neuzil E. F. Paper P/677, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva, (1958).
56. Nobles R. A., Leachman R. B. Nucl. Phys., **5**, 211 (1958).
57. Britt H. C., Wegner H. E., Gursky J. Phys. Rev., **129**, 2239 (1963).
58. Colby L. J., La Salle-Shoaf M., Cobble J. Phys. Rev., **121**, 1415 (1961).
59. Iyer R. H. et al. J. Inorg. Nucl. Chem., **25**, 465 (1963).
60. Whetstone S. L. Phys. Rev., **133**, B613 (1964).
61. Nishina, Yasaki, Kimura, Ikawa. Phys. Rev., **58**, 660 (1940).
62. Segre E., Seaborg G. T. Phys. Rev., **59**, 212 (1941).
63. Engelkelmeir et al. Papers 204, 219 in Radiochemical Studies; The Fission Products, National Nuclear Energy Series (N. Y: McGraw-Hill Book Co., Inc., 1951).

64. Turkevich A., Niday J. B. Phys. Rev., **84**, 52 (1951).
65. Turkevich A., Niday J. B., Tompkins A. Phys. Rev., **89**, 552 (1953).
66. Gibson W. M. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-3493 (1956); Foreman B. M. et al. Phys. Rev., **116**, 282 (1959).
67. Fowler J. L., Jones W. H., Paehler J. H. Phys. Rev., **88**, 71 (1952).
68. Jones W. H. et al. Phys. Rev., **99**, 184 (1955).
69. Bowles B. J., Brown F., Butler J. P. Phys. Rev., **107**, 751 (1957).
70. Butler J. P., Bowles B. J., Brown F. Paper P/6, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva (1958).
71. Choppin G. R., Meriwether J. R., Fox J. D. Phys. Rev., **131**, 2149 (1963).
72. Whetstone S. L. Jr. Phys. Rev., **133**, B613 (1964).
73. Britt H. C., Whetstone S. L. J. Phys. Rev., **133**, B603 (1964).
74. Terrell J. Phys. Rev., **127**, 880 (1962).
75. Vallinder U. L., Pappas A. C. J. Inorg. Nucl. Chem., **22**, 161 (1961).
76. Vandenbosch R., Huizenga J. R. Phys. Rev., **127**, 212 (1962).
- 76 a. Burnett D. S. Thesis, Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-11006, 1963 (не опубликовано).
766. Nix J. R. in Proceedings of the Third Conference on Reactions between Complex Nuclei, ed. Ghiorso A., Diamond R. M., Conzett H. E. (Berkeley: University of California Press, 1963). Nix J. R. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-11338, April, 1964.
77. Duffield R. B., Schmitt R. A., Sharp R. A. Paper P/678, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva (1958); Jensen R. C., Hunter J. C., Randolph D. F. Bull. Amer. Phys. Soc., **11**, 7, 605 (1962).
78. Jensen R. C., Fairhall A. W. Phys. Rev., **118**, 771 (1960).
79. Sugihara T. T., Roesmer J., Meadows J. W. Phys. Rev., **121**, 1179 (1961); see also thesis study by R. L. Watters on fission products of Pb^{206} plus α , University of Washington, Seattle (1963).
80. Winhold E. J., Halpern I. Phys. Rev., **103**, 990 (1956); Winhold, Demos, Halpern. Phys. Rev., **85**, 728 (A) (1962); Phys. Rev., **87**, 1139 (1952); Fairhall, Halpern, Winhold. Phys. Rev., **94**, 733 (1954); Winhold E. J., Thesis Ph. D. Massachusetts Institute of Technology, Sept., 1953.
81. Katz L., Baerg A. P., Brown F. Paper P/200, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva (1958).
82. Baerg A. P. et al. Canad. J. Phys., **37**, 1418 (1959).
83. Базь А. И. и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Доклады советских ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 362.
84. Fogkman B., Johansson S. A. E. Nucl. Phys., **20**, 136 (1950).
85. Бор О. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 175.
86. Griffin J. J. Phys. Rev., **116**, 107 (1959).
87. Brolley J. E., et al. Phys. Rev., **99**, 159 (1955).
88. Brolley J. E., Dickinson W. C. Phys. Rev., **94**, 640 (1954).
89. Henkel R. L., Brolley J. E. Phys. Rev., **103**, 1292 (1956).
90. Simmons J. E., Henkel R. L. Phys. Rev., **120**, 198 (1960).
91. Wilets L., Chase D. M. Phys. Rev., **103**, 1296 (1956).
92. Lamphere R. W. Nucl. Phys., **38**, 561 (1962).
93. Blumberg L., Leachman R. B. Phys. Rev., **116**, 102 (1959).
94. Нестеров В. Г. и др. «Атомная энергия», **10**, 620 (1961); **11**, 248 (1961).

95. Cohen B. L. et al. Phys. Rev., **94**, 625 (1954).
96. Cohen B. L. et al. Phys. Rev., **98**, 685 (1955).
97. Fulmer C. B. Phys. Rev., **116**, 418 (1949).
98. Halpern I., Coffin C. T. Paper P/642, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 15, Geneva (1958), Coffin C. T., Halpern I. Phys. Rev., **112**, 536 (1958).
99. Bate G. L., Chaudhry R., Huizenga J. R. Phys. Rev., **131**, 722 (1963).
100. Vandenbosch R., Warhanek H., Huizenga J. R. Phys. Rev., **124**, 846 (1961).
101. Huizenga J. R., Chaudhry R., Vandenbosch R. Phys. Rev., **126**, 210 (1962).
102. Viola V., Thomas T. D., Seaborg G. T. Phys. Rev., **129**, 2710 (1963).
103. Gordon G. E., Larsh A. E., Sikkeland T. Phys. Rev., **118**, 1610 (1960); Phys. Rev., **120**, 1341 (1960); Britt H. C., Quinton A. R. Phys. Rev., **120**, 1768 (1960).
104. Halpern I. Ann. Rev. Nucl. Sci., **9**, 245 (1959).
105. Halpern I., Strutinski V. M. Paper P/1513, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 15, Geneva (1958); Halpern I. Ref. 104, Nucl. Phys., **27**, 348 (1961); Струтинский В. М. «Атомная энергия», **6**, 508 (1957).
106. Chaudhry R. et al. Phys. Rev., **126**, 220 (1962).
107. Cohen S., Swiatecki W. J. Ann. Phys. (N. Y.), **19**, 67 (1962).
108. Vandenbosch R., Warhanek H., Huizenga J. R. Phys. Rev., **124**, 846 (1962).
109. Griffin J. J. Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston, Kanada, 1960 (University of Toronto Press, 1960), p. 843.
110. Leachman R. B., Sanmann E. E. Ann. Phys. (N.Y.), **18**, 274 (1962); Струтинский В. М. Nucl. Phys., **27**, 348 (1961); Griffin J. J. Phys. Rev., **127**, 1248 (1962).
111. Dabbs J. W. T., Roberts L. D., Parker G. W. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **3**, 6 (1968); Ibidem., **II**, **5**, 22 (1959); Oak Ridge National Laboratory Reports, ORNL-2430, p. 51, Sept. 1957, ORNL-2910, p. 60, Feb., 1960; Roberts L. D. et al. Proceedings of the Kingston Conference on Nuclear Structure, Toronto University Press, 1960, p. 884.
112. Ложкин О. В., Перфилов Н. А., Шамов В. П. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 91 (1956).
113. Обухов А. И., Перфилов Н. А. Phys. Rev., **126**, 2196 (1962).
114. De Carvalho H. G. et al. Nuovo cimento, (10), **25**, 880 (1962).
115. Остроумов В. И., Перфилов Н. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 716 (1956).
116. Faissner H., Schneider H. Nucl. Phys., **19**, 346 (1960).
117. Porile N. T., Sugarman N. Phys. Rev., **107**, 1410 (1957).
118. Wolke R. L., Gutman J. R. Phys. Rev., **107**, 850 (1957).
119. Ramaniah M. V., Sugarman N. Phys. Rev., **118**, 562 (1960).
120. Meadows J. W. Phys. Rev., **110**, 1009 (1958).
121. Vallinder U. L., Tyren H. Nucl. Phys., **15**, 152 (1960).
122. Halpern I. Nucl. Phys., **11**, 522 (1959).
123. Sikkeland T., Thompson S. G., Ghiorso A. Phys. Rev., **112**, 543 (1958); Ghiorso A., Sikkeland T. Paper P/2440, p. 158, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **14**, Geneva (1958).
124. Поликанов С. М., Друин В. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **32**, 194 (1957).
125. Флеров Г. Н. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **32**, 1294 (1957).
126. Gordon G. Univ. Calif. Rad. Lab., Report UCRL—9083, May 1960.
127. Britt H. C., Quinton A. R. Phys. Rev., **124**, 877 (1961); Knox W. J. p. 269, Proceedings of the Second Conference on the Interactions of

- Complex Nuclei, held at Gatlinburg, Tenn., May 2—4, 1960 (N.Y. John Wiley & Sons, Inc., 1960).
128. Blann H. M. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL—9190, May 1960; Phys. Rev., **123**, 1356 (1961).
 129. Thomas T. D., Gordon G. (частное сообщение).
 130. Пик-Пичак «Ж. эксперим. и теор. физ.», **34**, 341 (1958).
 131. Hiskes J. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-9275, June 1960.
 132. Друин В. А., Поликанов С. М., Флеров Г. Н. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **32**, 1298 (1958).
 133. Gilmore J. Univ. Calif. Rad. Lab. Report, UCRL-9304, July 1960; Gilmore J., Thompson S. G., Perlman I. Phys. Rev., **128**, 2276 (1962).
 134. Tarantini et al. Sov. Phys., JETP, **7**, 220 (1958).
 135. Brown F., Price M. R., Willis H. H. J. Inorg. and Nucl. Chem., **3**, 9 (1956).
 136. Larsh et al. Proceedings of the Second Conference on Reactions Between Complex Nuclei, held at Gatlinburg, Tenn., May 2—4, 1960 (N. Y.: John Wiley & Sons, Inc., 1960); Phys. Rev., **118**, 1610 (1960).
 137. Terrell J. Phys. Rev., **113**, 527 (1959).
 138. Sikkeland T., Haines E. C., Viola V. E. Phys. Rev., **125**, 1350 (1962).
 139. Gordon et al. Phys. Rev., **120**, 1341 (1960).
 140. Jones W. H., Zucker A. Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-CF—53—3—38.
 141. Флеров Г. Н. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Доклады советских ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 272.

11

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, ВКЛЮЧАЮЩИЕ ДЕЛЕНИЕ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ БОМБАРИДУЮЩИХ ЧАСТИЦ

11.1. МОДЕЛЬ СЕРБЕРА

Обсуждение экспериментальных данных по делению при высокой энергии и скалыванию тяжелых элементов будет упрощено, если вначале изложить существующую точку зрения на механизм реакций при высоких энергиях. Хорошо известно, что боровская [1] теория составного ядра перестает быть удовлетворительной моделью ядерных реакций, когда энергия бомбардирующей частицы становится очень высокой. Например, при энергии падающих протонов 50 Мэв только около половины ядерных реакций протекает с образованием компаунд-ядра в случае тяжелых ядер-мишеней. Сербер [2] отметил, что при больших энергиях время соударения между падающей частицей и частицей в ядре меньше по сравнению с временем между соударениями частиц в ядре.

Таким образом, первая ступень реакции может рассматриваться как соударение налетающей частицы с нуклоном в ядре. Это соударение не будет точной аналогией взаимодействия нуклонов в свободном пространстве, так как принцип Паули исключает соударения

с малой передачей импульса, следовательно, возможные соударения происходят с значительной передачей импульса. При высоких энергиях имеется даже конечная вероятность, что бомбардирующая частица пересечет ядро без какого-либо взаимодействия, т. е. ядро становится как бы прозрачным. Когда соударение происходит, средняя передача импульса нуклону мала, возможно, порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт. Так как частицы в ядре, испытывающие столкновение, имеют низкую энергию и короткую среднюю длину пробега, то весьма вероятно, что они в свою очередь испытают дальнейшие соударения и их энергия будет распределена среди многих ядерных частиц, дающих, таким образом, вклад в энергию возбуждения ядра. Падающая частица в большинстве случаев все еще обладает большой энергией и может выйти из ядра без второго соударения. Однако если первое соударение произошло вблизи центра ядра-мишени, т. е. вероятность, что бомбардирующая частица испытывает второе, третье или даже больше соударений перед тем, как окончательно будет захвачена либо покинет ядро с значительно меньшей энергией.

Первую часть реакции принято называть ядерным каскадом, Δ -каскадом или просто каскадом. Он может состоять из одного или многих соударений, включая как соударения, сделанные первичной частицей, так и соударения вторичных частиц до того, как они будут захвачены или покинут ядро.

В конце каскада, протекающего за время $\sim 10^{-22}$ сек, ядро-мишень будет превращено в распределение ядер-продуктов, возбужденных в различной степени: от частиц с начальной энергией до частиц с полной передачей энергии ядру-мишени.

Последовательность значений энергии возбуждения может быть описана в терминах испарения, в которой ядерная энергия возбуждения рассеивается вследствие последовательного испарения частиц, каждая из которых имеет энергию в несколько мегаэлектронвольт. Для тяжелых ядер-мишеней испарение нейтронов значительно более вероятно, чем испарение протонов или положительно заряженных кластеров, таких, как ионы гелия. В самом каскаде возможность выбивания протона столь же вероятна, как и нейтрона. Для тяжелых ядер-мишеней в процессе испарения возможно деление. Для таких мишеней, как торий, уран и более тяжелые элементы деление будет преобладающим процессом на каждой стадии испарения. Так как в каскаде образуется смесь ядер с различными энергиями возбуждения, то наблюдаемые продукты деления будут определяться этой смесью. Радиохимические исследования могут дать только некую среднюю картину. Измерения сечения деления с помощью ионизационных камер также дают только некоторые средние величины и не дают информации об отдельных ядрах при определенной энергии возбуждения. Некоторые экспериментальные методы могут дать более определенную информацию. Например, советские ученые изучали осколки деления в ядерной эмульсии, загруженной солями урана, и при измерении угловых распределений осколков, протонов,

испускаемых ядром-мишенью, и других характеристик получили значительную информацию об энергии возбуждения при делении. Эти работы обсуждаются в разд. 11.7.

Несколько проще обстоит дело, когда мишенями служат более легкие элементы, такие, как висмут и тантал. Вероятность деления этих элементов очень низка и только небольшая доля ядер, образуе-

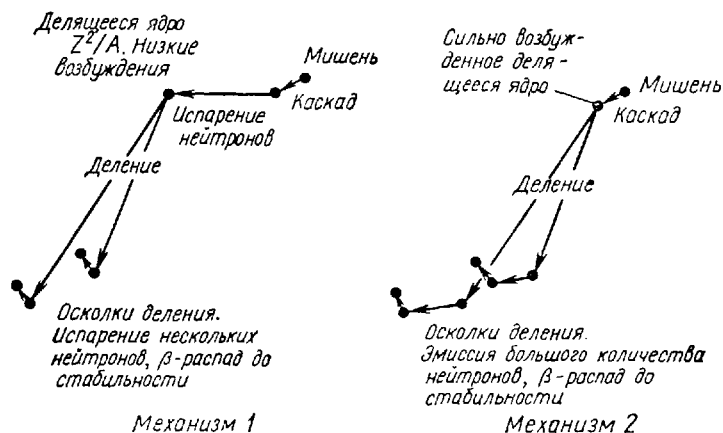


Рис. 1. Два противоположных механизма деления при высокой энергии.

мых в каскаде и последующем процессе испарения, дает вклад в наблюдаемые продукты деления. При отсутствии какой-либо ясной информации можно постулировать два противоположных механизма, приведенных на рис. 1. Может быть, что вероятность деления в значительной степени определяется параметром Z^2/A ; в этом случае процесс испарения протекает до тех пор, пока после эмиссии большого количества нейтронов не образуется изотоп с большим Z^2/A , который легко делится, несмотря на низкую энергию возбуждения. Так, например, Геккерман и Перлман [3] объяснили свои результаты деления висмута дейтронами с энергией 190 Мэв, постулируя испарение около 10 нейтронов, приводящее к образованию Po^{199} или нескольких ядер вблизи Po^{199} (с $Z^2/A \sim 35,5$), которые затем делились с большой вероятностью. Альтернативное противоположное объяснение состоит в том, что делимость ядер в этой области является функцией энергии возбуждения и что ширина для деления возрастает значительно быстрее нейтронной при высоких энергиях возбуждения. Если это так, то деление произойдет немедленно после завершения каскада, когда энергия возбуждения наибольшая. Осколки деления будут сильно возбуждены и могут испустить большое количество нейтронов. Можно рассмотреть механизмы, лежащие между этими двумя крайними случаями, т. е. конкуренцию испарения нейтронов и деления на некоторых или на всех стадиях испарения ней-

тронов. Во многих экспериментах наблюдаемый конечный результат будет тот же самый, независимо от того, испускаются нейтроны до или после деления, так что два случая трудно различить. Различные эксперименты, свидетельствующие в пользу того или другого механизма, обсуждаются ниже.

11.2. РАСЧЕТ ЯДЕРНОГО КАСКАДА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Формулировка Сербером начальной ступени ядерного каскада при высоких энергиях позволяет применить для его расчета метод Монте-Карло [4]. Гольдбергер [5] впервые предложил применить метод Монте-Карло к расчету ядерного каскада. Многие другие авторы [6—14] использовали этот метод при разных условиях реакций и каждый вносил некоторые улучшения. Большинство ранних опубликованных расчетов были выполнены вручную, либо на настольных счетных машинах и включали несколько сотен событий в каскаде. Первая серьезная попытка составить программу расчета на быстродействующей электронной вычислительной машине была сделана в работе [14]. Опишем кратко этот расчет как иллюстрацию метода и приведем некоторые результаты [15]*.

Ядро-мишень трактуется как ферми-газ. В модели ферми-газа основное состояние ядра рассматривается как смесь невзаимодействующих протонов и нейтронов (фермионов) при нулевой температуре, находящихся в однородной потенциальной яме:

$$\begin{aligned} -|V| & \text{ для } r \leq \text{радиуса ядра} \\ 0 & \text{ для } r > \text{радиуса ядра.} \end{aligned} \quad (1)$$

Распределение ферми-импульсов зависит от эффективной плотности ядерной материи и температуры. В простой потенциальной яме максимальный ферми-импульс равен

$$P_{\text{макс}} = h \left(\frac{3N}{8\pi V} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где N — число нуклонов; V — объем ядра; h — постоянная Планка. Радиус ядра $R = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см. В уране граничная энергия Ферми для протонов и нейтронов равна соответственно 24,0 и 32,7 Мэв. В процессе развития внутреннего ядерного каскада предполагается распределение нуклонов как идеального ферми-газа при нулевой температуре. Модель ферми-газа дает сведения об импульсах частиц, испытывающих соударение, и точно устанавливает, когда соударения запрещены. Экспериментальные данные о сечениях взаимодействий p - n , p - p или n - n аппроксимировались

* Бертини повторил эти расчеты для энергий протонов, нейтронов и ионов вплоть до 350 Мэв. В его расчетах исследовано влияние диффузной границы ядра. Улучшенный расчет выполнили Миллер и др. в 1963—1964 г.

формулами типа

$$\sigma_{pn} = \frac{A}{\beta^2} + \frac{B}{\beta} + C, \quad (3)$$

где $\beta = \frac{\text{скорость частиц}}{\text{скорость света}}$; A , B , C — эмпирические константы, подбираемые так, чтобы дать наилучшее согласие с экспериментальными данными по сечениям [16].

Угловая зависимость сечения аппроксимировалась выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = K (A \cos^4 \theta + B \cos^3 \theta + 1), \quad (4)$$

где A и B — эмпирические константы, подбираемые из наилучшего соответствия опыту. Константы вводились в машину в форме таблицы.

Энергию связи учитывали при использовании средних значений; для висмута и урана средние энергии связи были взяты равными 6,4 и 6,1 Мэв для наименее связанных нуклонов. Это соответствует энергии связи частицы внутри ядра с максимальной энергией Ферми. Падающая частица увеличивает энергию внутренней частицы, тогда как вылетающая (нейтрон или протон) уменьшает ее на соответствующую величину.

Для падающих протонов или нейтронов с энергией ниже 300 Мэв единственным процессом соударения будет упругое соударение. Выше 300 Мэв становятся существенными неупругие соударения, приводящие к образованию мезонов, учет их может привести к серьезным ошибкам. Данные о сечениях образования мезонов, их числе, угловых распределениях, вероятности реакций с обменом заряда, вероятности реабсорбции и т. д. известны недостаточно хорошо, поэтому трудно запрограммировать точный расчет каскада для этой области энергий. Тем не менее расчеты были выполнены в области энергий от 300 Мэв до 3 Гэв, так как это представляло интерес для радиохимического анализа образцов, бомбардируемых частицами такой высокой энергии.

Мезонные эффекты были учтены следующим способом: использовали упрощенную формулу для сечения образования в зависимости от энергии одного или двух пионов, нейтральных и заряженных, большее количество пионов не рассматривалось.

В p - p - или n - n -соударениях с образованием мезонов предполагалось, что импульс распределяется равномерно между тремя или четырьмя частицами. Сечения упругих соударений мезонов с нуклонами в ядре, реабсорбции мезонов и реакций с обменом заряда вводились в форме простых таблиц.

Последовательность операций в расчете по методу Монте-Карло схематично дана на рис. 2 для энергии протона ниже порога образования мезонов. Параметры падающей частицы являются входными данными. Точка входа падающей частицы в ядро выбирается случайной. Второй случайной величиной является пробег до соударения.

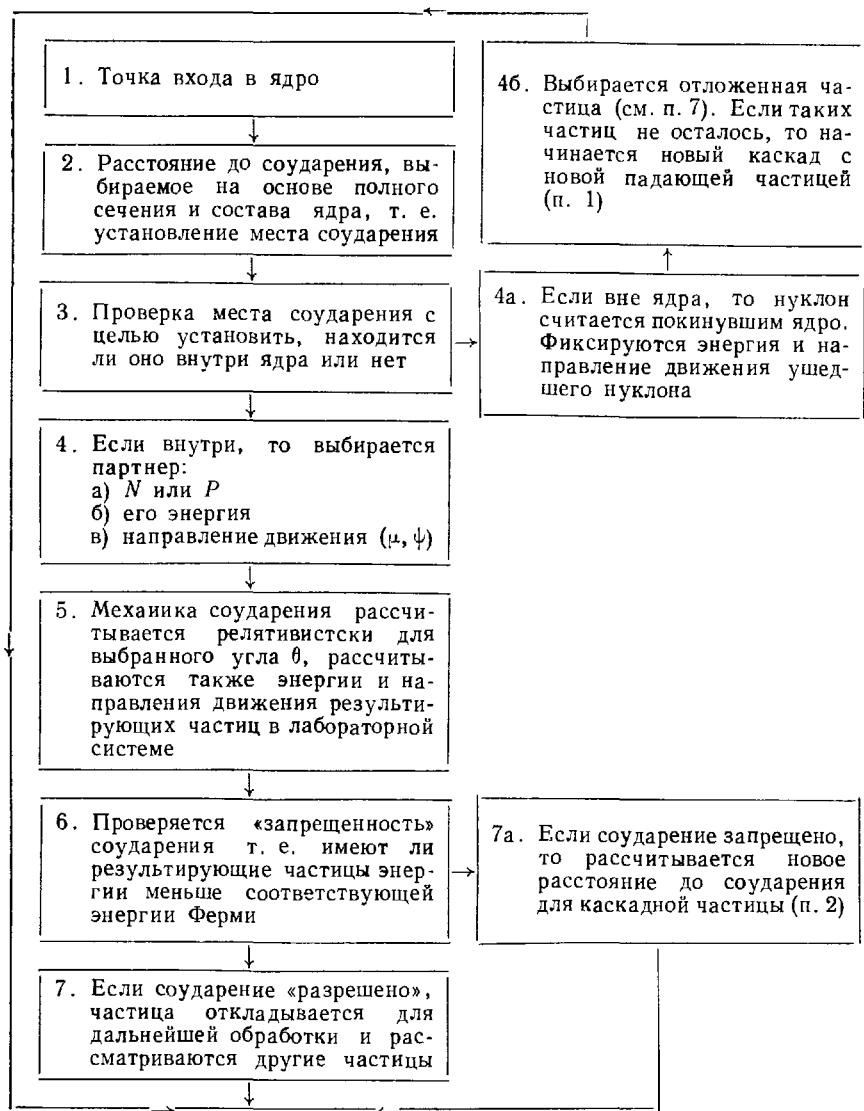


Рис. 2. Схема, показывающая последовательность операций при расчете каскада методом Монте-Карло [14].

Она выбирается с помощью весовой функции, полученной из выражения для средней длины пробега, в котором использовано сечение для свободных нуклонов. Затем проверяется место соударения, чтобы убедиться, лежит ли оно внутри ядра. Если не лежит, то считается, что событие дает вклад в сечение «прозрачности» ядра. Если место соударения находится в ядре, то рассчитываются характери-

стики частицы в ядре, испытывающей соударение, и релятивистская кинематика соударения. Затем проверяется, удовлетворяет ли соударение принципу Паули. Если не удовлетворяет, то частица возвращается в место соударения и ей дается другая возможность покинуть ядро или испытать соударение. Если принцип Паули удовлетворяется, то отдельные нуклоны или пионы могут после соударения испытать дополнительные столкновения до тех пор, пока не покинут ядро, либо не будут захвачены.

Необходимо решить, насколько должна уменьшиться энергия частицы, чтобы ее нельзя было рассматривать как каскадную. Эта так называемая мертвая энергия была выбрана произвольно и равной кинетической энергии протона, достаточной для преодоления потенциального барьера.

Для урана кулоновский барьер равен $16,5 \text{ Мэв}$ при $r_0 = 1,3 \times 10^{-13} \text{ см}$. К нему должна быть добавлена энергия Ферми и энергия связи, что дает $50,9 \text{ Мэв}$ в случае урана. Та же самая энергия обрезания использовалась для нейтронов. Когда энергия какой-либо частицы уменьшается до мертвой, то предполагается, что частица захватывается и ее кинетическая энергия превращается в энергию возбуждения остаточного ядра. Конечная энергия возбуждения остаточного ядра является суммой кинетической энергии каскадных частиц в момент захвата и «дырочной» энергии испускаемых частиц.

Для энергии падающих частиц выше порога образования мезонов схема расчета более сложная. В этом случае в каждой точке нуклон-нуклонного взаимодействия необходимо делать случайный выбор из соответствующим образом взвешенных процессов: упругого рассеяния, образования одного либо двух мезонов. Если образован мезон, то необходимо определить его дальнейшую судьбу: упругое рассеяние нуклонами, обмен зарядом с нуклоном, реабсорбцию или утечку. Двухразмерное представление типичного ядерного каскада, включающего образование мезонов, дано на рис. 3.

Даже из этого краткого описания легко представить, что полный расчет каскада очень сложен. Каждая ступень расчета относительно проста, но большое количество ступеней и необходимость регистрации и корреляции информации для многих частиц, возникающих в каскаде, делает полный расчет запутанным.

Рассмотрим информацию, которая получается при расчете: 1) природа и энергия частицы, входящей в ядро; 2) число соударений внутри ядра; 3) природа и число выходящих частиц; 4) энергия и угловое распределение выходящих частиц; 5) атомный номер и массовое число остаточного ядра; 6) энергия возбуждения остаточного ядра; 7) продольный и поперечный импульсы остаточного ядра.

Расчеты по методу Монте-Карло были выполнены для нескольких типичных ядер-мишеней и большого набора энергии налетающих частиц. Для каждой комбинации была рассчитана тысяча каскадов, так что могла быть получена хорошая статистическая точность. Ru был выбран как опорный для AgBr и большое количество

результатов, полученных с ядерными эмульсиями, можно было сравнить с расчетами.

Полная сводка результатов была бы слишком длинна для публикации в журнале, поэтому Метрополис и др. [14] опубликовали только средние результаты наиболее важных величин. Рассмотрим примеры.

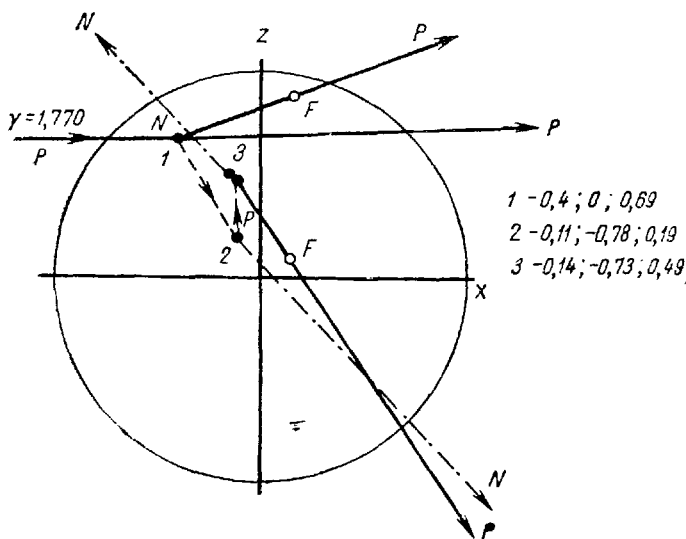


Рис. 3. Типичный каскад для протона высокой энергии, сталкивающегося с тяжелым ядром $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = 1,77$:

1 — разрешенное соударение с нейтроном (показан черным кружком) типа: $p+N \rightarrow \pi^- + p + p$; оба протона покидают ядро, хотя одно соударение считается запрещенным (открытый кружок, обозначенный F); 2 — столкновение пиона с протоном с обменом зарядами: $\pi^- + p \rightarrow N + \pi^+$; 3 — нейтрон покидает ядро, тогда как пион поглощается. $\pi^- + (N+N) \rightarrow N + p$. Соударение для выходящего протона считается запрещенным.

Прозрачность ядра определяется как отклонение от единицы отношения сечения неупругого столкновения к геометрическому. Рассчитанные величины для висмута и урана собраны в табл. 1.

Таблица 1

Прозрачность ядра

Ядро-мишень	Энергия падающих протонов, Мэв					
	92	235	286	460	940	1840
Bj	0,06	—	0,105	0,08	0,05	0,03
U	0,06	0,08	—	0,07	0,03	0,04

Хотя эти величины значительны, они лежат в пределах ошибок большинства измерений и, следовательно, трудно проверяемы. Эта трудность проистекает не только из-за экспериментальных ошибок

измерения сечения неупругих взаимодействий, но и из-за неопределенности выбора радиуса ядра при оценке геометрического сечения.

Рассчитанные характеристики каскадных частиц можно сравнить с результатами экспериментов. Важными величинами являются: число частиц на каскад, отношение числа нейтронов к числу протонов, их энергия и угловое распределение.

Для энергий протонов или нейтронов ниже границы образования мезонов согласие расчетных и экспериментальных величин довольно хорошее. Это говорит о том, что основные предположения при расчете каскада верны. Для более высоких энергий наблюдается согласие с ограниченным числом экспериментальных данных, это заставляет предположить, что входные данные и (или) аппроксимации, использованные в расчете, нуждаются в улучшении.

Рассчитанные изменения среднего числа вылетающих нуклонов

в зависимости от типа ядра-мишени и энергии бомбардирующих протонов с верхней границей 300 Мэв представлены на рис. 4. На рис. 5 дано среднее число каскадных нуклонов при неупругом взаимодействии для трех ядер во всем интервале энергий протонов.

Рассчитанные отношения числа нейтронов к числу протонов в каскаде приведены в табл. 2. Заметим, что это отношение возрастает с увеличением массы ядра-мишени. Интересно отметить, что для

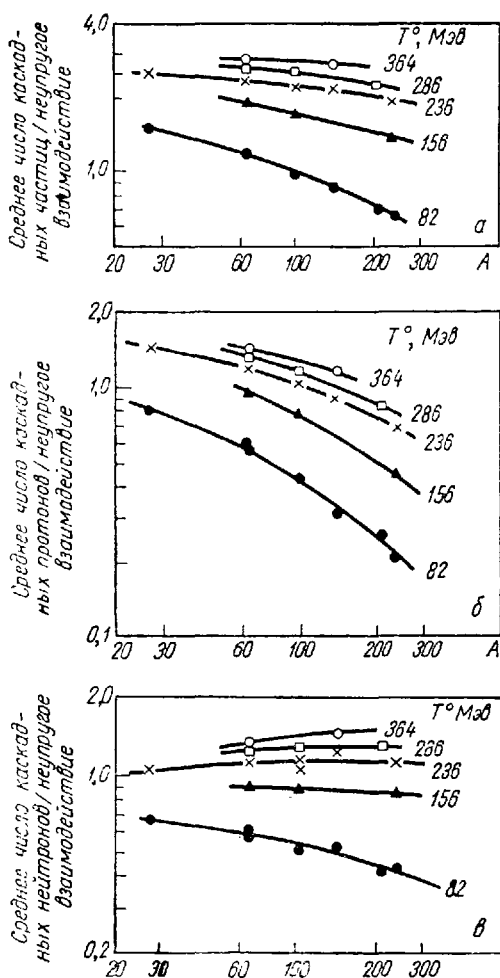


Рис. 4. Рассчитанные средние числа: а—каскадных нуклонов; б—каскадных протонов; в—каскадных нейтронов на ядерное взаимодействие в зависимости от ядра-мишени и энергии протонов [14].

Рассчитанное отношение числа нейтронов к числу протонов в каскаде

Энергия падающих частиц, Мэв	Al	Cu	Ru	Ce	Bi	U
Падающие протоны						
82	0,84	1,04	1,20	1,82	1,67	2,08
158	—	0,96	1,15	—	—	1,96
239	0,74	0,93	1,10	1,43	—	1,61
290	—	1,00	1,12	—	1,64	—
365	—	1,00	—	1,33	—	—
460	0,79	1,02	1,16	1,43	1,59	1,89
690	—	1,02	—	—	—	—
940	—	1,16	1,22	—	1,89	2,00
1840	0,92	1,18	1,25	1,56	1,75	2,08
Падающие нейтроны						
82	1,82	2,43	2,80	—	—	4,15
156	—	1,93	—	—	—	—
236	1,72	2,11	2,23	—	—	3,28
286	—	2,04	—	—	—	—

урана, когда условия развития каскада наилучшие, среднее отношение числа нейтронов к числу протонов во всем энергетическом интервале больше, чем для ядра-мишени.

Рассчитанное среднее число пионов на каскад при неупругом взаимодействии показано на рис. 6.

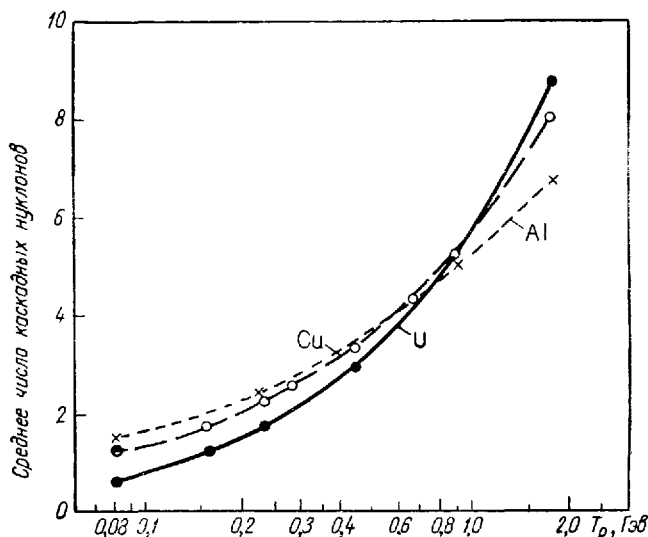


Рис. 5. Зависимость среднего числа каскадных нуклонов, испускаемых при неупругом взаимодействии, от энергии падающих протонов для трех ядер-мишеней [14].

Образование пионов резко зависит от энергии падающих частиц и очень слабо от массы ядра-мишени, вероятно, потому, что увеличение образования пионов с возрастанием размеров ядра компенсируется уменьшением вероятности утечки пионов. Имеется небольшое число экспериментальных данных для сравнения с рис. 6. По-видимому, абсолютные величины несколько неточны вследствие грубости входных данных по образованию пионов, но общая тенденция не должна значительно измениться при более тщательной

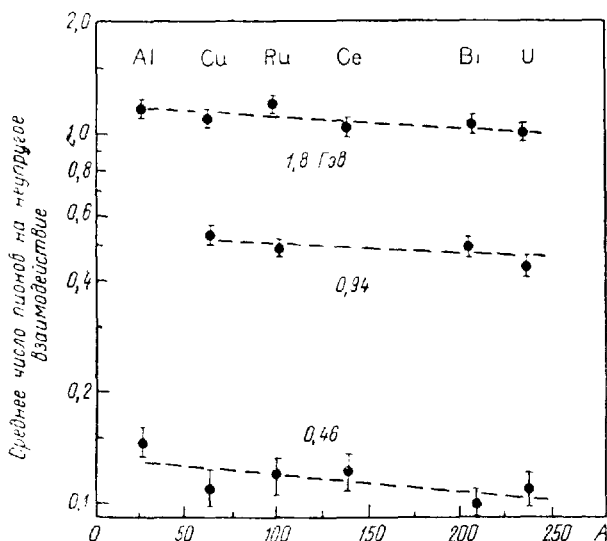


Рис. 6. Зависимость среднего числа пионов (всех зарядовых состояний), испускаемых при неупругом взаимодействии протонов для различных ядер, от массового числа.

подготовке данных. Мы не приводим здесь многие подробности из работы [14] о соотношении различных зарядовых состояний пионов, угловых и энергетических распределениях вылетающих протонов, пионов, нейтронов.

Рассчитанные распределения числа каскадных частиц могут быть использованы для построения кривых относительной частоты различных изменений массового числа ядра-мишени в конце каскадного процесса. Данные для образца урана приведены на рис. 7.

Кривая для $A_2 = 239$ дает долю каскада, приводящую к образованию компаунд-ядра. Она резко уменьшается с энергией. Каскад из одной частицы, $A_2 = 238$ является преобладающим типом взаимодействия в области энергий от 90 до 200 Мэв. Выше 200 Мэв становятся существенными каскады с двумя и более частицами.

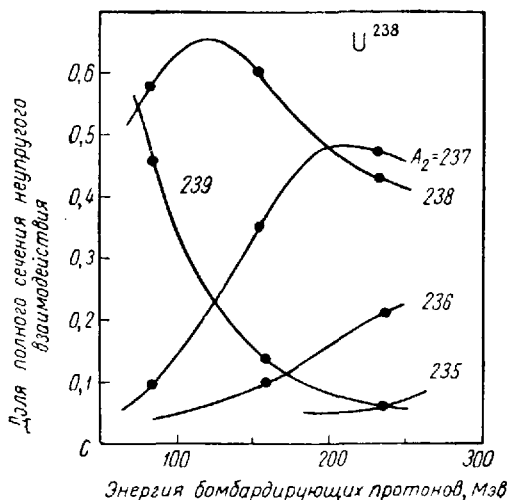


Рис. 7. Рассчитанные выходы данной массы A_2 при взаимодействии протонов с образцом U^{238} [14].

Средняя энергия возбуждения, рассчитанная по этой формуле, приведена на рис. 8. Четыре особенности видны на этом рисунке.

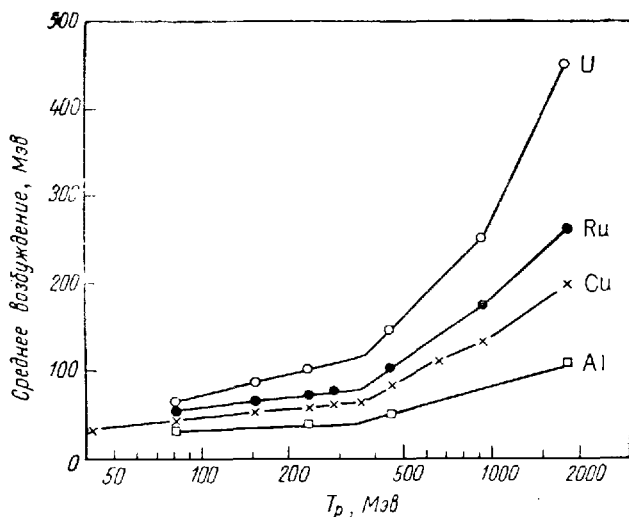


Рис. 8. Зависимость расчетной средней энергии возбуждения $\bar{E}^*$ различных ядер-мишеней от энергии падающих протонов.

Энергия возбуждения остаточного ядра в конце каскада, E^* , может быть рассчитана сложением «дырочных» энергий вырожденного нуклонного газа и кинетической энергии возбужденных нуклонов

$$E^* = T_0^0 - \sum_{i=0} T_i^0 - (m-1)B, \quad (4')$$

где T_0^0 — энергия падающей частицы (в лабораторной системе), T_i^0 — энергия вылетающей каскадной частицы, m — число вылетающих частиц, B — средняя энергия связи m вылетающих нуклонов. Средняя энергия возбуждения, рассчитанная по этой формуле, приведена на рис. 8. Четыре особенности видны на этом рисунке.

1. Падающие протоны (или нейтроны) с энергией больше 100 Мэв оставляют в среднем только часть своей кинетической энергии в качестве энергии возбуждения остаточного ядра. Это, возможно, единственная наиболее удивительная особенность начальной ступени каскада в реакциях при высокой энергии. Этот эффект наиболее заметен в легких элементах, но даже для урана к ядру-мишени переходит менее половины энергии падающей частицы.

2. Средняя энергия возбуждения при любой энергии падающих частиц растет с увеличением массы ядра-мишени.

3. Средняя энергия возбуждения слабо возрастает в зависимости от энергии падающей частицы в области ниже 350 Мэв.

4. Средняя энергия возбуждения возрастает относительно быстро в зависимости от энергии падающих частиц в области выше 400 Мэв.

Последняя особенность является результатом начала образования мезонов. Взаимодействие мезонов с ядром приводит к более эффективному механизму переноса энергии, чем в чисто упругом ядерном каскаде, так как средняя длина рассеяния пионов в ядерной материи, рожденных в нуклон-нуклонном столкновении, в общем, короче, чем нуклонов, образующих пион. Кроме того, пион имеет заметную вероятность поглотиться. Имеется указание на то, что на рис. 8 энергия несколько завышена в области наибольших

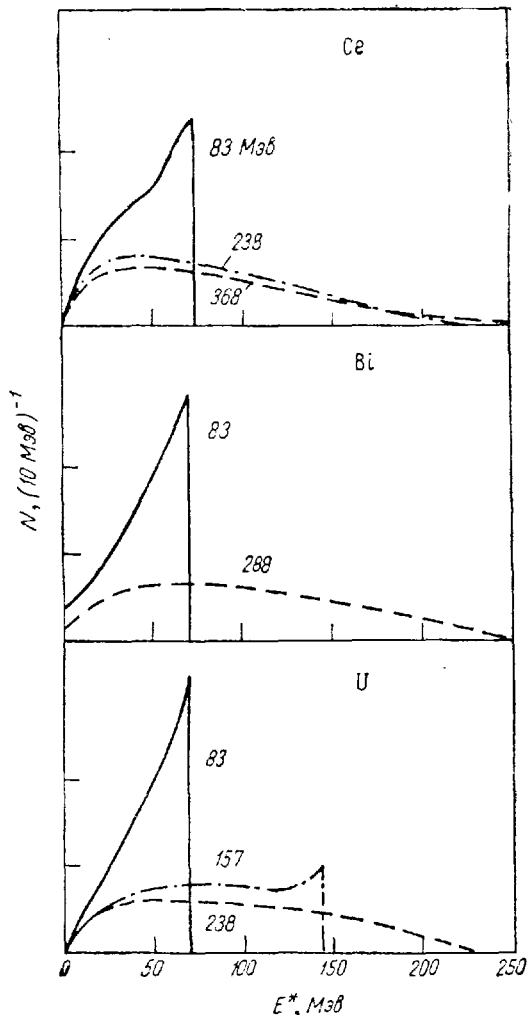


Рис. 9. Зависимость рассчитанных значений распределения для церия, висмута, урана от энергии возбуждения при различных энергиях падающих протонов (случай образования компаунд-ядра не включен) [14].

энергий протонов, что является снова результатом неопределенности входных данных. Кажется, однако, очевидным, что мезонные процессы играют существенную роль в процессе распределения энергии в области высоких энергий.

Другая характерная особенность каскада та, что имеется широкое распределение энергии возбуждения около средней величины. Некоторые сведения о ширине этого распределения можно почерпнуть из рис. 9, на котором показаны распределения энергии возбуждения $N(E^*)$ для различных элементов при разных энергиях падающих протонов.

11.3. РАСЧЕТ КАСКАДА ИСПАРЕНИЯ ПО МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО

В конце ядерного каскада ядро-мишень превращается в сильно возбужденное ядро с различным содержанием нейтронов и протонов. Теперь рассмотрим, как эта энергия возбуждения распределяется на второй, медленной стадии реакции. Рассмотрим вначале испарение нуклонов или групп нуклонов.

Большинство трактовок испарения следует из оригинального подхода Вейскопфа [17, 18] к проблеме. Важный вклад в теоретический анализ испарения из сильно возбужденных ядер сделал Ле-Кутер [19], заинтересовавшийся объяснением результатов, полученных при облучении фотопластинок космическими лучами. Он рассматривал испарение из ядер, возбужденных до энергии 300—800 Мэв. Фуджимото и Ямагучи [20, 21] также сделали вклад в эту проблему. Так как рассмотренные энергии возбуждения имеют тот же порядок величины, что и достигаемые в настоящее время на ускорителях, анализ испарения из сильно возбужденных ядер приобретает особую важность.

Подробный обзор теории проблемы опубликовал Эрикссон [22]. Рассмотрение испарения обычно начинается с выражения

$$\omega_j(E) dE = \frac{\sigma_{(E)} g_j m_j}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{E \rho_f(E_f)}{\rho_i(E_i)} dE, \quad (5)$$

где $\omega_j(E)$ — вероятность испускания частицы j с энергией между E и $E + dE$; E_i — энергия возбуждения начального ядра; E_f — энергия возбуждения конечного ядра после испускания частицы, g_j — вырождение момента количества движения; m_j — масса частицы; $\rho_f(E_f)$ — плотность уровней ядра после испарения, когда ядро остается с энергией возбуждения E_f ; $\rho_i(E_i)$ — плотность уровней начального ядра при энергии возбуждения E_i ; $\sigma_{(E)}$ — сечение обратной реакции.

При испарении нейтронов $\sigma_{(E)}$ равно геометрическому сечению $\sigma_{\text{геом}}$. При испарении заряженных частиц $\sigma_{(E)}$ полагается равным нулю для $E < V_j$, где V_j — потенциальный барьер для частицы J . Для $E > V_j$ величина $\sigma_{(E)}$ может быть положена равной $\sigma_{\text{геом}} (1 - V_j/E)$. Выбор соответствующей величины V_j зависит от

эффектов проницаемости барьера и возможного снижения барьера при больших энергиях возбуждения.

Решающими величинами в написанном выше выражении являются плотности уровней $\rho_j(E_j)$ и $\rho_i(E_i)$. Для их оценки необходимо использовать какую-либо модель ядра. Если выбрана модель ферми-газа, то выражение для плотности уровней будет

$$\rho(E) = C \exp [2(aE)^{1/2}], \quad (6)$$

где C и a — постоянные, оцениваемые эмпирически. Эффекты четности могут быть учтены при использовании различных величин C для разных типов ядер или с помощью отсчета энергии возбуждения от «исправленного» основного состояния, которое смещается вверх на различную величину от истинного основного состояния.

Если выбрано выражение для плотности уровней и константы для расчета $\sigma(E)$, то уже относительно просто рассчитать вероятность испускания нейтрона, протона, α -частицы или некоторых других групп нуклонов для данного возбуждения ядра. Так как мы рассматриваем очень высокие энергии возбуждения, то испускание одиночной частицы приведет к остаточному ядру с энергией возбуждения достаточной для продолжения процесса испарения.

Для практики желательно знать суммарную вероятность испускания различных частиц или групп частиц в последовательности испарений до момента, когда энергия возбуждения уменьшится настолько, что ни одна частица не сможет быть больше испущена. Для частицы j данного типа полная вероятность испускания будет

$$P_j = \int_{V_j}^{E_i - Q} \omega_j(E) dE = \int_{V_j}^{E_i - Q} \frac{\sigma_{(E)} g m (E - V_j) \rho_f(E_f)}{\pi^2 \hbar^3 \rho_i(E_i)} dE, \quad (7)$$

где V_j — потенциальный барьер, исправленный на проницаемость частицы j ; E_i — энергия возбуждения начального ядра; Q — энергия отделения частицы j .

Интегрирование по всему процессу испарения может быть сделано аналитически или методом Монте-Карло. В работах [19—20] использовали первый способ, но было найдено необходимым ввести несколько грубых приближений и предположить постоянными некоторые из переменных величин, чтобы свести расчет к аналитической форме.

В работах [23—25]*, напротив, пришли к выводу, что метод Монте-Карло идеально подходит для решения этой проблемы, так как различные вероятности могут быть снова рассчитаны после испускания каждой отдельной частицы, а необходимые ядерные кон-

* Работа [25] является продолжением [24] и представляет собой усложненную трактовку уравнений для испарения и параметров, используемых в них. Расчеты сравнивались примерно с 60 функциями возбуждения для ядерных реакций в интервале масс $\text{Cr}^{50} - \text{Se}^{74}$ и энергии $< 50 \text{ Мэв}$, хотя эти массы и энергии значительно ниже обсуждаемых, эта работа весьма ценна в том отношении, что она устанавливает критерии справедливости статистической модели испарения.

станты подобраны для большинства соответствующих величин на каждой ступени каскада испарения. Рассмотрим коротко, как применяется метод Монте-Карло и какая может быть получена информация.

На каждой стадии испарения мы задаем два вопроса:

1) какая частица испаряется? 2) какова ее энергия?

Чтобы ответить на первый вопрос, мы можем использовать выражение для относительной вероятности испускания двух частиц i и j . Окончательное уравнение получено в работе [24] на основе подхода Ле-Кутера [19]. Это уравнение основано на статистической модели вырожденного ферми-газа и формуле Вейскопфа для плотности уровней

$$\frac{P_i}{P_j} = \frac{g_i m_i}{g_j m_j} \left(\frac{R_i}{R_j} \right)^{\frac{a_j}{a_i}} \exp \{ 2 [a_i R_i]^{1/2} - (a_j R_j)^{1/2} \}. \quad (8)$$

Постоянные a_j определяются из уравнения (6), R_j — максимальная энергия возбуждения ядра после испарения частицы j :

$$R_j = E_0 - Q_j - V_j, \quad (9)$$

где E_0 — энергия возбуждения ядра до испарения частицы; Q_j — энергия связи частицы j в остаточном ядре; V_j — кулоновский барьер, исправленный на проницаемость частицы.

Величина Q_j может быть оценена для каждого случая различными способами. Наиболее надежно использовать экспериментальные данные или, когда их нет, соответствующие массовые формулы.

Оценка постоянной a является, возможно, наиболее важной и наиболее трудной ступенью. Невозможно за недостатком места критически обсудить все экспериментальные данные, относящиеся к оценке параметра плотности уровней, интересующиеся этим вопросом могут обратиться к работе [24]. На основе имеющейся в настоящее время информации можно предложить следующую процедуру.

Пусть a будет равно $A/10$. Исправим эту величину на избыток нейтронов в ядре. Ле-Кутер предлагает это сделать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} a_n^{1/2} &= a^{1/2} (1 - 1,3\theta/A); \\ a_p^{1/2} &= a^{1/2} (1 + 1,3\theta/A); \\ a_d^{1/2} &= a^{1/2} (1 - A/2); \\ a_t^{1/2} &= a^{1/2} (1 - 1/A - 1,3\theta/A); \\ a_{\text{He}^3}^{1/2} &= a^{1/2} (1 - 1/A + 1,3\theta/A); \\ a_\alpha^{1/2} &= a^{1/2} (1 - 3A/2), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где θ — избыток нейтронов $= \frac{N - Z}{A}$.

Чтобы ответить на второй вопрос, касающийся энергии испаряющейся частицы, обратимся снова к Вейскопфу [17], который по-

казал, что кинетическая энергия нейтронов, испускаемых из данного ядра, приблизительно следует максвелловскому распределению, определяемому соответствующей ядерной температурой. Заряженные частицы, испаряющиеся из ядра, также имеют максвелловское распределение, но в этом случае должна быть учтена дополнительная энергия, эквивалентная кулоновскому барьеру.

Рассмотрим последовательность ступеней расчета по методу Монте-Карло. Выбирается начальное ядро с определенной энергией возбуждения и соответствующие параметры уравнения (8) для этого ядра. Затем рассчитываются относительные вероятности испускания нейтронов, протонов, дейтронов, тритонов и т. д. Сумма этих вероятностей нормируется к единице и случайным выбором между 0 и 1 определяется, какая частица испускается. Энергия испускаемой частицы выбирается затем случайно из возможностей, соответственно взвешенных с учетом ожидаемого максвелловского распределения. Затем рассчитываются новые значения Z , A и энергии возбуждения; если необходимо, выбирают новые параметры испарения и получают новое решение повторным случайным выбором типа испускаемой частицы и ее энергии. Этот процесс повторяется до тех пор, пока начальная энергия возбуждения не будет почти полностью израсходована. В самом конце каскада может случиться, что возможность испарения некоторых частиц будет исключена, так как для них величины R_j [уравнение (9)] не будут больше положительными. Может также случиться, что случайно выбранная энергия частицы окажется больше остаточной энергии возбуждения. Этот выбор тогда отбрасывается и производится новый до тех пор, пока не будет найдена комбинация, разрешающая «последнее испарение». Таким образом завершается один каскад. Чтобы набрать некоторую статистику, необходимо проделать такие операции для сотен каскадов.

Рудстем [23] использовал простую рулетку для случайного выбора и комбинацией графических методов и ручных расчетов провел расчет каскада испарения для серии ядер среднего веса в интервале энергий возбуждения 25—165 Мэв.

В работе [24] была составлена программа такого расчета для электронной машины, называемая «Вейзак», при этом оказалось возможным рассчитать 1000 случаев для широкого разнообразия начальных ядер. Оказалось также возможным исследовать влияние выбора параметров испарения. Обзор этих результатов выходит за рамки данной главы и мы лишь отметим тип получаемой информации.

Наиболее полная сводка результатов должна была бы указать для каждого каскада и каждой ступени итерации природу вылетающей частицы, ее кинетическую энергию, энергию возбуждения остаточного ядра. Для большинства целей эта информация подробнее, чем это необходимо, и обычно для каждой серии каскадов выводятся:

- 1) среднее число испускаемых частиц каждого типа;
- 2) средний энергетический спектр для частицы каждого типа;
- 3) распределения A , Z остаточных ядер.

**Типичные результаты расчета каскада испарения
для тяжелого элемента [2]**

Ра²³¹ с начальной энергией возбуждения 450 Мэв.
Среднее число отдельных частиц на 100 случаев

n	23,4
p	3,6
d	1,0
t	0,5
He ³	0,05
α	1,8
Средние величины на 100 случаев:	
Среднее число испускаемых частиц	30,4
Среднее изменение массового числа	37,9
Среднее число заряженных частиц	6,9
Среднее изменение Z	8,8

Пример такой информации дан в табл. 3.

Все три указанных пункта можно, в принципе, сравнить с экспериментальными данными. Однако расчеты выполнены для идеализированного случая конкретного ядра с определенной энергией возбуждения. Почти в каждом реальном случае мы имеем дело с набором ядер, каждое из которых обладает распределением энергии возбуждения. Наиболее детальное сравнение теории и эксперимента может быть сделано, если скомбинировать расчеты по методу Монте-Карло каскада при высокой энергии и стадии испарения. Это можно сделать, применяя расчет стадии испарения к группе возбужденных ядер, для которых уже проведен расчет каскада при высокой энергии, и с соответствующим весом комбинируя результаты. Таким образом можно предсказать число, угловые и энергетические распределения, природу (нейтроны, протоны, дейтроны и т. д.) каскадных и испаряющихся частиц.

Испаряющиеся частицы будут иметь изотропное распределение в системе центра масс и значительно более низкие средние энергии, так что их можно отличить от каскадных частиц, используя, например, фотопластинки. Можно также предсказать выходы конечных продуктов этого двухстадийного процесса, которые будут, в общем, радиоактивными ядрами, регистрируемыми радиометрически. Выше мы уже упомянули тот факт, что изучение фотопластинками протонов высокой энергии хорошо согласуется с предсказаниями каскадной теории. Было проведено также много исследований протонов низкой энергии в звездах от космических лучей и на ускорителях. Ле-Кутер [19] нашел довольно хорошее согласие между своими расчетами и энергетическим распределением протонов из звезд, образованных космическими лучами высокой энергии. Баркаш и др. [26—30] провели тщательное изучение заряженных частиц, испускаемых из различных ядер-мишеней, бомбардируемых высокоэнергетичными протонами, дейтронами и ионами гелия на 184-дюймовом циклотроне в Беркли.

В этих экспериментах частицы, вылетающие из внутренней мишени циклотрона, проходили по разным спиральным путям в магнитном поле перед тем как войти в ядерную эмульсию. Траектории частиц, определяемые системой щелей, положение треков на пластине, характеристики самих треков использовались, чтобы отличить протоны от дейтронов, тритонов, He^3 -частиц, α -частиц и более тяжелых образований и измерить их энергию. Количество нейтронов и их энергии также регистрировались по протонам отдачи в фотоэмульсии. Эти исследования дают подробную информацию о типе, количестве, распределении импульсов и угловом распределении легких частиц, которые можно сравнить с предсказаниями теории.

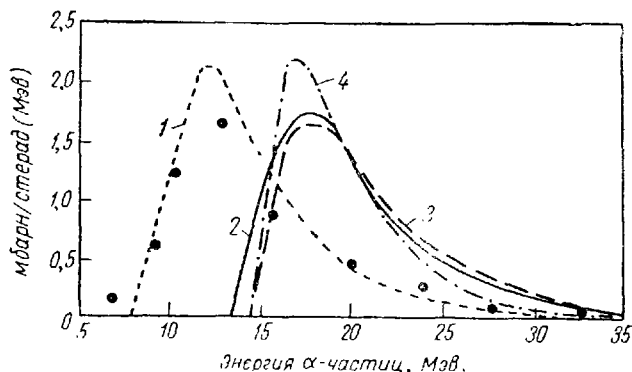


Рис. 10. Данные Бейли по спектрам α -частиц, испускаемых в заднюю полусферу ($\theta_{\text{лаб}} = 100 \div 180^\circ$) из серебра, бомбардируемого протонами с энергией 190 Мэв.

Теоретические кривые основаны на расчетах испарения в работе [31]: 1— $r_0 = 1,7$ ферми, $a = A/20$; 2— $r_0 = 1,7$ ферми, $a = A/20$; 3— $r_0 = 1,5$ ферми, $a = A/20$; 4— $r_0 = 1,5$ ферми, $a = A/10$; точки—эксперимент.

В работе [31] такое сравнение проведено с экспериментальными данными [28, 29] для никеля, серебра и золота, бомбардируемых протонами с энергией 190 Мэв. Для целей расчета спектры возбужденных ядер, производимых в каскаде, оценивались на основе работы Метрополиса и др. [15]. Распределения Z , A и энергии возбуждения использовались затем как отправная точка для расчета испарения заряженных частиц с учетом подхода, развитого в работе [25]. В табл. 4 сравниваются экспериментальные сечения для нейтронов, протонов, дейтронов, тритонов, He^3 -частиц, α -частиц с теоретическими, основанными на различном выборе радиуса ядра и параметров плотности уровней. Экспериментальные значения для передней полусферы включают как каскадные, так и «испарительные» частицы, так что с расчетами должны сравниваться частицы, наблюдаемые в задней полусфере. Согласие не является хорошим, но порядок величин одинаков. Энергетические же спектры испаряющихся частиц плохо согласуются с экспериментом. Форма спектров подобна, но в целом теоретический спектр смещен на несколько мегаэлектрон-

Сравнение экспериментальных и расчетных сечений испускания нейтронов, протонов, дейтронов, He^3 , α -частиц при бомбардировке Ni, Ag и Au протонами с энергией 190 Мэв

Характеристики	Радиус ядра и плотность уровней	Испарение	σ , мбарн/стеррад					
			n	p	d	t	He^3	He^4
Ni + 190 Мэв Эксперимент*	— — —	Вперед Назад	— 109,5	120 —	9,25 —	2,06 —	1,93 —	17,4 —
Расчет	Мгновенный каскад***							
Каскад испарения, рассчитанный для различных параметров**	$r_0 = 1,5$ ферми; $a = A/10$ $r_0 = 1,5$ ферми; $a = A/20$ $r_0 = 1,7$ ферми; $a = A/10$ $r_0 = 1,7$ ферми; $a = A/20$	Вперед Назад (Исправлено)	— 52,3 65,9 51,6 45,7 36,1	90 55 90,5 76,5 80,6 81,8	— 4,43 — 6,57 11,2 11,5 12,85	— 0,98 — 0,70 1,72 1,87 1,93	— 0,92 — 0,92 2,16 2,62 3,95	— 9,65 — 5,75 10,00 13,95 26,0
Ag + 190 Мэв Эксперимент*	— — —	Вперед Назад	— 412	128 —	13,7 —	4,53 —	1,76 —	23,2 —
Расчет	Мгновенный каскад***							
Каскад испарения, рассчитанный для различных параметров**	$r_0 = 1,5$ ферми; $a = A/10$ $r_0 = 1,5$ ферми; $a = A/20$ $r_0 = 1,7$ ферми; $a = A/20$ $r_0 = 1,7$ ферми; $a = A/20$	Вперед Назад (Исправлено)	— 75 394 321,5 320,8 255,7	— 67 49,05 46,2 42,05 53,4	— — 8,69 17,6 18,0 22,5	— — 1,52 6,18 5,62 6,87	— — 0,28 1,18 0,997 3,02	— — 9,07 17,67 20,25 58,35
Au + 190 Мэв Эксперимент**	— — —	Вперед Назад	— 1085	136 —	— —	— —	— —	15,0 —
Расчет	Мгновенный каскад ***							
Расчет каскада испарения**	$r_0 = 1,5$ ферми; $a = A/10$	Вперед Назад	— 131 980	— 34 80 12,31	— — —	— — —	— — —	— 9,91 — 2,40

* Результаты работ [28, 29]. Экспериментальные нейтронные сечения не включают нейтроны мгновенного каскада.

** Результаты работы [31].

*** Приведены результаты Метрополиса и др. [14]. деленные на 2 π , так как предполагается, что мгновенные нейтроны вылетают в переднюю полусферу. a — параметр плотности уровней.

вольт в направлении высоких энергий. Образец сравнения приведен на рис. 10. Преобладание заряженных частиц с низкой энергией наблюдалось для ряда элементов в работе [32] и других. Наблюдающееся расхождение не может быть ликвидировано разумным изменением радиуса и параметра плотности уровней.

Быть может, замена прямоугольного ядерного потенциала плавным несколько улучшит дело. Другая необходимая поправка к теоретическим расчетам основана на осознании того факта, что сечение обратной реакции, которое играет важную роль в уравнении (3), должно быть рассчитано для взаимодействия заряженной частицы с возбужденным ядром. Некоторые авторы обсуждали этот вопрос [31, 32]. В работе [31] результаты были пересчитаны с кулоновским барьером, зависящим от энергии в форме

$$V = kV_0 / \left(1 + \sqrt{\frac{E_r}{2A}} \right), \quad (11)$$

где V_0 — классический кулоновский барьер; E_r — остаточная энергия возбуждения. Пересчитанный спектр α -частиц, изображенный пунктирной линией на рис. 10, гораздо лучше согласуется с экспериментом.

Параметры, которые дают лучшее согласие спектров, хуже согласуются с данными по сечениям см. табл. 4 случай $r_0 = 1,7$ ферми, $a = A/20$ (поправлено). Рассчитанная эмиссия дейтронов, тритонов, He^3 и α -частиц слишком высока, а нейтронов слишком низка.

Эти трудности показывают, что необходимо пристальное внимание ко многим явным и неявным предположениям при рассмотрении испарения, если должно быть получено удовлетворительное согласие с экспериментом. Кроме того, общее согласие достаточно хорошее, что указывает на правильность статистического подхода к проблеме испарения.

11.4. КОНКУРЕНЦИЯ ДЕЛЕНИЯ И ИСПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ В КАСКАДЕ ИСПАРЕНИЯ

В реакциях при высокой энергии деление дает значительный вклад в наблюдаемое сечение не только для самых тяжелых элементов, но также и для более легких, таких, как золото, тантал или серебро. Некоторые результаты по сечениям для этих элементов умеренного веса приведены в разд. 11.6. Расчеты испарения будут неполны и ошибочны для тяжелых и умеренно тяжелых элементов, если не учтена конкуренция деления. Сделать это трудно, так как нет четких теоретических представлений о делительных ширинах возбужденных ядер или отношении Γ_f/Γ_n , в частности, в области энергий возбуждения до нескольких сот мегаэлектронвольт. В разд. 10.4 обсуждались конкуренция деления и эмиссии нейтронов для области энергий возбуждения в несколько десятков мегаэлектрон-

вольт и было показано, что определенные качественные и количественные заключения о конкуренции можно получить из имеющихся экспериментальных данных. Для энергий возбуждения в несколько сот мегаэлектронвольт ситуация менее ясна.

Рассмотрим два довольно различных подхода к проблеме.

В работе [33] использовали полуэмпирический подход. По Бору и Уилеру [34] выражение для делительной ширины имеет вид

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\omega(E)} \int_{E-E_f}^{E-E_f} \omega^*(E-E_f-\varepsilon) d\varepsilon, \quad (12)$$

где $\omega(E)$ — плотность уровней возбужденного ядра до деления; $\omega^*(E)$ — плотность уровней ядра в седловой точке; E_f — барьер деления, определяемый выражением $E_s A^{2/3} f(x)$ [E_s — поверхностная энергия, A — массовое число, $f(x)$ — функция от $(Z^2/A)//(Z^2/A)_{\text{крит}}$]. Ширина для эмиссии нейтрона взята авторами [33] из работы [17]

$$\Gamma_n = \hbar \int_0^{E_A - E_n} \sigma(E_A, \varepsilon) \frac{g m}{\pi^2 \hbar^3} \varepsilon \exp[S_B(E_A - E_n - \varepsilon) - S_A(E_A)] d\varepsilon, \quad (13)$$

где E_A — энергия возбуждения начального ядра A ; E_n — энергия связи нейтрона; $\sigma(E_A, \varepsilon)$ — сечение обратного процесса; g — статистический вес спинного состояния; m — масса нейтрона; S_A — энтропия начального ядра $S_A = \lg \omega_A(E)$; S_B — энтропия остаточного ядра; ε — кинетическая энергия нейтрона.

В работе [33] взяты эти интегралы и после некоторых упрощений получено выражение для отношения Γ_f/Γ_n . Затем это отношение использовали в расчете по методу Монте-Карло. Цель этого расчета — получить сечение деления, которое можно сравнить с экспериментом.

Для сравнения необходимо использовать в качестве входных данных в расчете испарения некоторые данные о распределении возбужденных ядер, возникающих в каскаде. Авторы нашли параметры, которые дали превосходное согласие полного сечения деления (точнее, отношения сечения деления к сечению неупругих взаимодействий) с экспериментом для урана, бомбардируемого протонами с энергией в интервале от 100 до 460 Мэв. Авторы удовлетворительно предсказали другие детали, такие, как отношение числа α -частиц к протонам или число заряженных частиц, сопровождающих деление.

В работе получены данные об изменении Γ_f/Γ_n с энергией возбуждения в зависимость σ_f/σ_{in} от начального возбуждения для многих ядер тяжелых элементов. Однако теоретическое обоснование этих расчетов недостаточно и предсказания этой модели следует использовать с осторожностью, пока не получены более детальные экспериментальные подтверждения.

В работе [35] дан обзор оценок Γ_f/Γ_n , основанных на почти идентичных теоретических выражениях. Авторы рассчитывали зависимость Γ_f/Γ_n от энергии возбуждения и момента количества движения для двух различных схем плотности уровней и показали, что эта зависимость весьма различна для элементов с низким (область урана) и высоким (область свинца) порогом деления. Они рассматривали энергии возбуждения вплоть до 70 Мэв. Энергии возбуждения, используемые для расчета Γ_f/Γ_n , были соответствующим образом исправлены на эффекты спаривания. Результаты можно суммировать следующим образом.

1. Если плотность уровней $\rho(E)$ возбужденного компаунд-ядра перед делением определяется выражением

$$\rho(E) = \text{const} \cdot \exp [2(aE)^{1/2}], \quad (14)$$

то ядра с большими порогами деления становятся более делимыми, тогда как ядра с малыми порогами деления менее делимы по мере роста энергии возбуждения.

2. При заданной схеме плотности уровней увеличение момента количества движения приводит к возрастанию делимости всех ядер независимо от того, имели ли они низкий или высокий порог деления.

3. Как следствие 1 и 2 более легко делящиеся ядра обнаруживают противоположное изменение Γ_f/Γ_n в зависимости от изменения энергии возбуждения и вращательной энергии; следовательно, в некоторых реакциях можно обнаружить небольшие изменения Γ_f/Γ_n с ростом энергии возбуждения. В то же время менее делимые ядра, подобно золоту или свинцу, увеличивают делимость на порядки величин при одновременном росте энергии возбуждения и момента количества движения.

4. Если плотность уровней $\rho(E)$ возбужденного компаунд-ядра перед делением дается выражением

$$\rho(E) = \text{const} \cdot \exp [E/T], \quad (15)$$

то для данного ядра конкуренция между эмиссией нейтрона и делением не зависит от энергии возбуждения.

Другая попытка изучить зависимость изменения отношения Γ_f/Γ_n от энергии возбуждения была сделана Линднером и Туркевичем [38]. Они рассмотрели результаты работы [37] по изучению выходов нептуния, урана, протактиния и изотопов тория при бомбардировке урана протонами с энергией 340 Мэв и выходов протактиния, тория, актиния и радиевых изотопов при бомбардировке тория протонами с той же энергией (см. рис. 26 и 28 в разд. 11.9). В этих двух случаях выходы продуктов скалывания сильно снижены вследствие конкуренции деления. Линднер и Туркевич предположили правильность двухступенчатого механизма реакции при высокой энергии, описанного в этой главе, и рассчитали теоретические выходы тех изотопов, для которых имеются экспериментальные результаты, используя различные предположения о природе конку-

ренции деления в процессе испарения. Теоретический расчет включал следующие этапы.

1. Определение распределения выходов изотопов, производимых в каскаде при взаимодействии протонов с энергией 340 Мэв с ураном и торием. Это распределение получено интерполяцией результатов для протонов с энергией 236 и 460 Мэв из работы [14].

2. Нахождение распределения энергии возбуждения для каждого изотопа, образованного в каскаде. Эти распределения также получены интерполяцией результатов работы [14].

3. Расчет испарения нейтронов из каждого изотопа в каскаде, усредненный по распределению энергии возбуждения. Это было сделано в разд. 10.3 [14] модели Джексона, в очень похожей модели в работе [38] и в простом предположении, что на каждые 10 Мэв энергии возбуждения испаряется один нейтрон. Все три модели испарения дали в основном подобные результаты.

4. Включение на каждой ступени испарения конкуренции деления, выражаемой как отношение Γ_f/Γ_n . Испытывали четыре предположения об изменении Γ_f/Γ_n с энергией возбуждения:

а) отношение Γ_f/Γ_n — есть функция только ядерного типа и не меняется с энергией до 100 Мэв;

б) $\Gamma_f/\Gamma_n = 0$ для высоких возбуждений, например, для $E^* > 20$ Мэв и $\Gamma_f/\Gamma_n \neq 0$ для $E^* < 20$ Мэв. В соответствии с этим конкуренция деления имеет место только на последних стадиях испарения нейтронов;

в) $\Gamma_f/\Gamma_n = \infty$ для $E < 40$ Мэв (испарение нейтронов исключается) и Γ_f/Γ_n имеет конечную величину при $E > 40$ Мэв;

г) Γ_f/Γ_n — плавно меняющаяся функция энергии возбуждения. Это предположение использовали в работе [33].

Применение этой четырехступенчатой процедуры, включая предположения п. 4, привело к сечениям для продуктов расщепления, которые можно сравнить с экспериментом. Было найдено, что удельное согласие можно получить с предположением 4а. Линднер и Туркевич [36] использовали значения из обзора Ванденбоша и Хойзенги [35, 44, гл. 10] (см. разд. 11.4, рис. 1). Худшее согласие получается с предположениями 4, б-г (см. табл. 4). Эти результаты говорят в пользу того, что для ядер в области урана отношение Γ_f/Γ_n не меняется с энергией возбуждения [39] *.

Некоторые соображения о согласии теории и эксперимента можно получить из рис. 11 и табл. 5. Наибольшее расхождение наблюдается

* Подобное же заключение было сделано Батцелем (отчет UCRL—4303) и Ванденбошем и Хойзенгой [35]. С другой стороны, В. П. Шапов, «Докл. АН СССР», 103, 543 (1955), анализируя результаты Линднера и Осборна, пришел к заключению, что наилучшее согласие получается с предположением 4 в. Анализ В. П. Шамова опубликован до расчетов Метрополиса и др. [15]. Его заключение основано на предположении, что возбужденные ядра U^{237} и Pa^{237} являются единственными предшественниками наблюдаемых изотопов урана и протактиния и что распределение возбуждения для U^{237} и Pa^{237} линейно спадает с ростом энергии возбуждения.

в случае U^{237} , являющегося конечным продуктом реакции (p, pn). Для этого изотопа экспериментальный выход в два раза больше предсказываемого; расхождение не может быть ликвидировано уменьшением конкуренции деления. Основной недостаток модели каскада, используемой Метрополисом [18] и др., состоит в недооценке сечения реакции (p, pn), возможно, из-за того, что не учтены эффекты границ ядра.

В работе [40] измеряли выходы продуктов расщепления U^{238} , U^{235} , Th^{232} , бомбардируемых протонами с энергией 680 Мэв и 1,8 Гэв, и провели анализ, подобный анализу Линднера и Туркевича.

Авторы работы [40] нашли, что экспериментальные выходы значительно выше рассчитанных. Предполагают, что расхождение вызвано переоценкой мезонных процессов в расчетах каскада Метрополисом и др.

В последних разделах этой главы упоминалось несколько экспериментальных доказательств того, что деление урана при высокой энергии является процессом, следующим за испусканием частиц ядром. Это доказательство включает корреляцию числа испаряющихся заряженных частиц с энергией возбуждения, энергию отдачи отдельных продуктов деления и угловое распределение нейтронов, испускаемых при бомбардировке урана протонами высокой энергии. На первый взгляд эти эксперименты и их интерпретация кажутся несовместимыми с методом Монте-Карло. Эта несовместимость реальна, если мы придаем параметру Γ_f/Γ_n

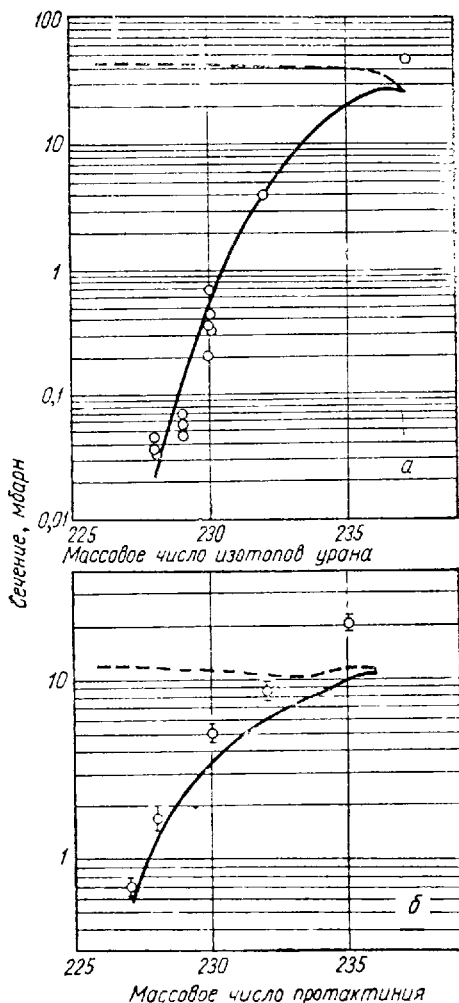


Рис. 11. Сравнение измерений выходов [177] продуктов расщепления урана протонами 340 Мэв с расчетами работы [176]:

— — — выходы в предположении отсутствия конкуренции деления; — — — данные, полученные с учетом конкуренции.

Конечные сечения выходов (мбари) изотопов урана, образующихся при бомбардировке U^{238} протонами с энергией 340 Мэв [36]

Предполо- жение, используемое для оценки	Массовое число изотопа урана											
	238	237	236	235	234	233	232	231	230	229	228	
4а	3,3	26,7	29	22	14,4	8,3	4,1	1,7	0,53	0,13	0,025	
4б	3,3	27	30	22	17	14	10,5	7,9	5,4	3,4	1,8	
4в	3,3	26,6	28	20	10	2,2	0,3	0,03	—	—	—	
—	—	—	—	—	—	—	29	—	—	—	4,4	
Эксперимент	—	50	—	—	—	—	3	—	0,35	0,06	0,038	

сильно возбужденного ядра такое специфическое значение, что если ядро «выбирает» деление, а не испускание нейтрона, то разделение на осколки происходит немедленно, до испускания еще скольких-нибудь нейтронов. В работах [39, 41, 42] отмечено, что истинная ситуация не такова.

Выбор «пути деления» может означать лишь, что ядро стало «восприимчивым» к делению и может еще израсходовать избыток энергии испусканием нейтронов до деления. Более специфически это можно констатировать следующим образом: ядро стало восприимчивым к делению, выбрав специфическое состояние («канал») при некоторой критической деформации. Если последующая деформация ядра до точки «срезки» есть медленный процесс, то существует заметная вероятность испарения частиц. Частицы, испускаемые после того, как ядро стало восприимчивым к делению, но до «срезки» трудно или невозможно отличить экспериментально от частиц, испущенных ранее. Эта точка зрения не идентична взгляду, что ядро делится только после завершения эмиссии нейтронов. В этом выражается реальное значение заметной величины Γ_f/Γ_n при высоких возбуждениях и это приводит к существенно различным предсказаниям для сечений выходов продуктов расщепления.

11.5. ИТОГОВЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ПО МОДЕЛИ (СЕРБЕРА) РЕАКЦИИ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Расчеты характеристик быстрого ядерного каскада и медленной фазы испарения в реакциях при высокой энергии в настоящее время проводят с помощью электронных машин для большого числа типичных случаев. Оказалось возможным провести много проверок этой модели реакций с помощью сравнения с экспериментом. Детальное рассмотрение этих сравнений выходит за пределы нашего обзора, поэтому мы сделаем только несколько замечаний общего характера [43].

Модель успешно описывает каскад легких частиц, испарение частиц и спектр остаточных тяжелых ядер для энергий бомбарди-

рующих частиц ≤ 400 Мэв. Согласие теории и эксперимента далеко от совершенного, но, принимая во внимание множество приближений, которые необходимо вводить, чтобы расчеты оказались возможными, можно сказать, что расхождения не столь серьезные, чтобы подвергнуть сомнению правильность модели в основных чертах. Некоторые из отклонений указывают направление изменения упрощающих предположений и приближений, необходимое, чтобы сделать расчеты более надежными. Например, некоторые авторы [34, 44, 45] отметили, что экспериментальные сечения для таких простых реакций, как (p, pn) и $(p, 2p)$, в два-три раза больше предсказываемых расчетом по методу Монте-Карло [14]. Это может означать, что прямоугольный потенциал, использованный в расчетах, должен быть заменен потенциалом, плавно меняющимся на границе ядра. Деление, по-видимому, правильно трактуется большей частью как конкуренция с испусканием частиц на стадии испарения. Существующие неопределенности изменения этой конкуренции в зависимости от строения ядра и, в частности, от энергии возбуждения, усложняют проведение расчетов, результаты которых можно было бы сравнить с экспериментальными данными.

Когда энергия бомбардирующей частицы превышает порог образования мезонов, то также затрудняются расчеты, пригодные для сравнения с экспериментом. В расчетах Метрополиса [14] входные данные для сечения образования мезонов, их числа, углового распределения и т. д. были очень грубы и неполны. Будут очень полезны аналогичные расчеты с улучшенными входными данными.

Радиохимическое изучение выходов остаточных ядер, найденных в мишенях из меди [46], тантала [47], свинца [48], висмута [49], [50] и урана [51, 52], бомбардируемых протонами с энергией больше 1 Гэв, показало, что рассмотренная модель плохо описывает эти результаты. Это привело к представлениям о процессе «фрагментации», рассматриваемом как альтернатива процессу деления или испарения. Фрагментацией называется процесс, который приводит к разрушению ядра на два или больше сложных образований нуклонов. Этот процесс происходит при энергии возбуждения порядка нескольких сот мегаэлектронвольт. Ясная, но предварительная формулировка процесса фрагментации для свинца была дана в работе [48]. В этой работе процесс интерпретируется как тесно связанный с образованием и реабсорбцией мезонов в сложных ядрах. Коротко эта формулировка состоит в следующем.

Как было показано в работе [53], π -мезоны, образующиеся в нуклон-нуклонных соударениях, имеют энергетические спектры с острым пиком при низких энергиях (~ 100 Мэв энергии в системе центра масс), слегка смещающиеся с ростом падающей частицы в интервале от 1 до 3 Гэв. Таким образом большинство пионов, производимых внутри ядра протонами с энергией в интервале нескольких гигаэлектронвольт, имеют энергии в области большого резонансного пика [54] в сечении взаимодействия пион — нуклон и поэтому обладают короткой средней длиной свободного пробега в ядерной

материи. Например, для π^+ -мезона с кинетической энергией 200 Мэв (близкой к резонансному пику) средняя длина свободного пробега в ядре свинца составляет около 0,1 радиуса ядра. Вероятность того, что пион, возникший внутри тяжелого ядра, покинет ядро без дополнительного рассеяния, поэтому пренебрежимо мала и в большинстве случаев пион испытает несколько рассеяний. Из-за относительно низкой кинетической энергии пионов передача энергии в таком соударении мала (< 50 Мэв), так что нуклоны, подвергающиеся соударению, не покинут ядро, а дадут вклад в энергию возбуждения.

Кроме большого сечения рассеяния пионы в ядерной материи имеют также заметное сечение поглощения парами нуклонов, для этого процесса существует резонансный пик при энергии пионов около 140 Мэв. Поэтому имеется заметная вероятность того, что вся энергия пиона, рожденного внутри сложного ядра (включая энергию покоя), превратится в энергию возбуждения. Эти механизмы распределения энергии, в особенности поглощение мезонов, приводят к концентрации больших количеств энергии в относительно малых зонах ядра. При таких условиях возможно испускание осколков ядерной материи до установления равномерного распределения энергии. Фрагментация такого рода обладает большим разнообразием в соответствии с пространственным и импульсным распределением нуклонов, принимающих участие в каскаде. Довольно широкий спектр размеров осколков (с некоторым преобладанием малых размеров), который ожидается при таком механизме фрагментации, согласуется с наблюдаемой картиной выхода при энергии бомбардирующих частиц около нескольких гигаэлектронвольт, особенно для мишеней из тяжелых элементов.

Можно представить фрагментацию как процесс, сопутствующий каскаду, который разрушает ряд соседних нуклон-нуклонных связей и производит, таким образом, значительные местные возмущения в ядре. Поверхностное натяжение и кулоновское отталкивание, так же как импульс, передаваемый посредством каскада, стремятся разделить группы еще связанных нуклонов друг от друга. Эти группы есть предшественники конечных продуктов.

Существенное отличие предполагаемого механизма фрагментации от известного процесса деления состоит в том, что фрагментация — процесс, быстрый по сравнению с временем жизни компаунд-ядра. Поэтому отношение числа нейтронов к числу протонов в начальных осколках должно быть тем же самым, что и в возбужденном ядре до разрушения. Эти осколки обычно сильно возбуждены и могут испускать заметное число нуклонов.

Приведенное описание механизма фрагментации предварительное; оно может быть серьезно изменено или отброшено по мере появления новых экспериментальных результатов и усовершенствования ядерных моделей. В настоящее время нет надежных доказательств связи образования мезонов с появлением продуктов фрагментации, напротив, имеются доказательства противоположного.

Советские ученые изучали характеристики фрагментов методом фотоэмульсий. Превосходный обзор дан в работе [55]. В этих исследованиях были измерены многие характеристики фрагментов с $Z = 3$; $Z = 4$; $Z > 4$. Пришли к выводу, что результаты можно объяснить только частично, если предположить, что источником фрагментов является процесс испарения. Обсуждалась также качественная модель образования фрагментов в каскаде посредством рассеяния из ядра определенных скоплений нуклонов, существующих в подструктуре ядра-мишени. Наблюдаемые вновь некоторые особенности могли быть объяснены в этой модели, но существенные свойства объяснить трудно. Авторы пришли к заключению, что кроме обычного процесса каскад плюс испарение и деление должен существовать третий общий тип ядерного распада (фрагментация), чтобы объяснить многие из наблюдаемых особенностей реакций при высокой энергии. Рассматривая приведенное выше описание процесса фрагментации, связанное с мезонами, авторы обнаружили причины, позволившие отбросить предлагаемый механизм. Ложкин [4, 56] сформулировал более общий тип механизма фрагментации при высокой энергии. Образование многозарядных фрагментов он рассматривает как быстрый процесс с одновременным появлением нескольких легких частиц, таких, как нейтроны, протоны, ионы гелия. Предполагается, что возмущения в ядре, дающие начало этим фрагментам, вызываются сильным искривлением поверхности ядра и серьезным нарушением внутренних межунонных связей в процессе развития каскада.

Если в процессе развития каскада в малом объеме образуется много быстрых нуклонов и, возможно, небольших кластеров, то трудно представить, как может сохраниться какая-либо нормальная ядерная связь. Кроме того, любые локальные искривления поверхности ядра могут прогрессировать под действием поверхностного натяжения и сил кулоновского отталкивания. Это приводит к большой вероятности для отдельных нуклонов и кластеров покинуть ядро. Чем больше энергия налетающей частицы, тем сложнее каскад и больше выход фрагментов.

В этой главе мы не касались оценок моделей реакций или экспериментальных данных, относящихся к фрагментации, так как наша главная задача — рассмотрение деления при высокой энергии. Однако необходимо сделать по крайней мере краткое замечание о фрагментации, так как в реакциях при высокой энергии иногда трудно отличить радиоактивные продукты деления от продуктов фрагментации. В работе [57], например, в результате радиохимического исследования взаимодействия протонов высокой энергии с висмутом пришли к заключению, что многие продукты, считавшиеся при поверхностном анализе продуктами деления, в действительности являются продуктами фрагментации.

Мы закончим рассмотрение модели Сербера замечанием, что до настоящего времени детальные расчеты были ограничены случаем, когда падающими частицами являлись протоны, нейтроны или

Результаты измерения сечений деления тяжелых элементов в интервале энергий от 100 до 400 Мэв

Налетающая частица	Энергия, Мэв	Сечение деления, барн				
		U ²³⁸	U ²³⁵	Th ²³²	Bi ²⁰⁹	Au ¹⁹⁷
Протоны	114	1,37	1,68	0,89	—	—
	158	1,47	1,36	0,90	0,146	0,016
	216	1,31	1,28	0,82	0,173	0,038
	261	1,34	1,36	0,81	0,191	0,038
	336	1,35	1,30	0,82	0,198	0,051
Дейтроны	88	1,84	1,90	1,23	0,096	0,010
	100	2,05	2,00	1,32	0,143	—
	159	1,98	1,90	1,22	0,198	0,037
	190	1,98	1,94	1,28	0,245	0,055
	212	2,40	2,20	1,90	0,690	0,240
Ионы гелия	252	2,40	2,50	1,70	0,760	0,240
	300	2,20	2,10	1,50	0,600	0,200
	380	2,20	2,20	1,60	0,620	0,190

Примечание. Ковальский (Диссертация, Париж, 1963) приводит следующие результаты сечений деления протонами с энергией 150 Мэв: U²³⁸ — 1,37 барн, Bi²⁰⁹ — 0,126 барн, золото — 0,024 барн.

пионы. Было бы весьма интересно рассмотреть реакции под действием ионов гелия и более тяжелых частиц. Ряд возможных взаимодействий падающей частицы с ядром, объединяемых под общими терминами процессов подхвата и стриппинга, не рассматривался. В работах [58—60] найдено, что при бомбардировке сложных ядер протонами с энергией 300—400 Мэв кроме изотропно распределенных частиц испарения с низкой энергией в заметном количестве испускаются высокоэнергичные дейтроны, тритоны и ионы гелия. Наблюдаемое угловое распределение этих высокоэнергичных частиц позволяет предположить, что они образуются на каскадной ступени реакции, но никакой подходящей теории таких явлений не развито. Линднер и Туркевич [36] обратили также внимание на тот факт, что выходы продуктов реакции, формально обозначаемой как $(p, 3\rho xn)$, значительно выше предсказываемых моделью каскада с испарением. Может быть, эти продукты в действительности образуются в реакциях типа $(p, \alpha\rho xn)$, в которых α -частица выбивается из ядра в процессе каскада. Лаврухина и Родин [61] нашли, что выходы продуктов с $Z = 80 \div 88$ имеют характер, указывающий на заметный вклад фрагментации при бомбардировке урана протонами с энергией 660 Мэв. Уиллоуби [62] исследовал звезды и лучи в ядерных эмульсиях, бомбардируемых α -частицами с энергией 380 Мэв, и нашел, что стриппинг, или расщепление падающей α -частицы, приводит к значительному отличию распределения каскадных частиц от наблюдаемых при бомбардировке протонами.

Штейнер и Юнгерман [63] измеряли сечения деления протонами с энергией от 100 до 340 Мэв для U^{238} , U^{235} , Th^{232} , Pb^{209} и Au^{197} . Для регистрации осколков деления на фоне ионизации, создаваемой протонным пучком, была использована специальная камера деления. Примеры результатов приведены в табл. 6. Полученные значения выше предварительных результатов Юнгермана [63]. На рис. 12 и 13 показано отношение сечения деления к полному сечению неупругих процессов. Эти данные показывают, что сечение де-

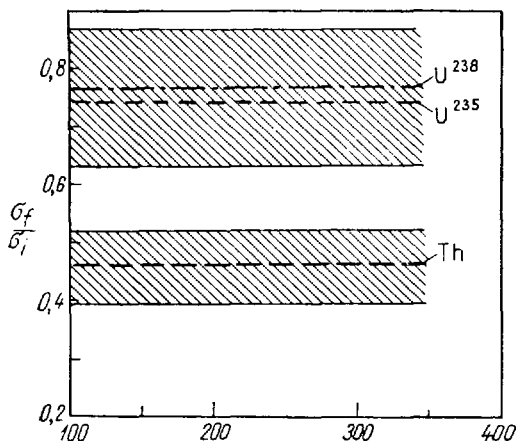


Рис. 12. Отношения сечения деления σ_f для U^{238} , U^{235} и Th^{232} к полному сечению неупругих процессов для естественного урана. Полное неупругое сечение было получено по данным Millbun et al. Phys. Rev., 95, 1268 (1954).

Заштрихованная область указывает пределы экспериментальных ошибок.

ления изотопов урана велико во всем интервале исследованных энергий. Возможно, что у элементов с большим атомным номером доля полного сечения, приходящаяся на деление, еще выше. Для тория примерно половина неупругого сечения приходится на деление, и эта доля не меняется в интервале энергий от 100 до 400 Мэв. У висмута делимость заметно зависит от энергии. При энергии возбуждения в несколько десятков мегаэлектронвольт сечение деления составляет всего лишь микробарны [65] (см. табл. в разд. 10.2). В интервале энергий от 100 до 400 Мэв делимость резко повышается и сечение деления достигает 13% полного сечения. Эта величина, вероятно, является максимальным значением, которого вообще до-

* Сечения деления при средних энергиях рассмотрены в разд. 10.2.

Сечения деления нейтронами высоких энергий

Энергия нейтронов, Мэв	σ_f , барн									
	U ²³⁵	U ²³⁸	Th	Bi	Pb	Tl	Au	Pt	Re	W
120	1,5	1,14	1,0	0,036	0,020	0,010	0,010	—	0,0017	0,0011
380	1,24	1,03	0,9	0,074	0,033	0,019	0,020	0,012	—	0,0038

стигает сечение деления висмута. По оценкам Порайла и Шугермана [66], вероятность деления висмута достигает пикового значения 0,17 при энергии возбуждения 230 Мэв. Этот резкий подъем

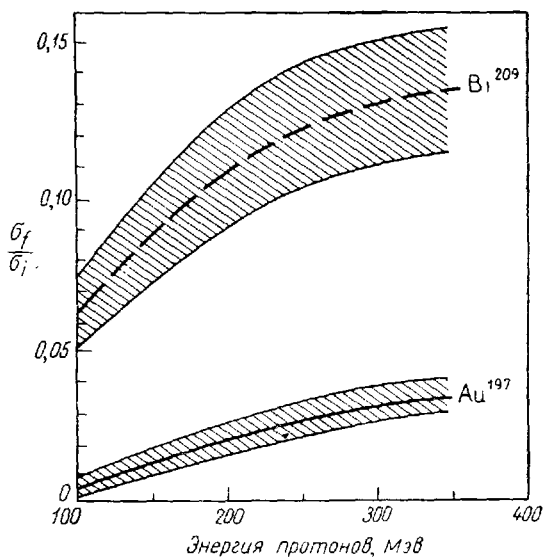


Рис. 13. Отношение сечений деления Bi^{209} и Au^{197} к полному неупругому сечению свинца σ_i .

делимости при высоких энергиях позволяет использовать камеры деления с висмутом в качестве удобного монитора потока нейтронов и протонов высоких энергий [67, 68].

Келли и Вейганд [68] использовали ионизационную камеру для измерения делимостей нескольких элементов по отношению к делимости тория на нейтронах вплоть до энергии 84 Мэв. При этой энергии выход деления по отношению к эталонному элементу составлял: висмут 0,019, свинец 0,0055, таллий 0,0032, ртуть 0,0023, золото 0,0020, платина 0,0009. Гольданский с сотрудниками [69] измерил сечения деления нескольких элементов под действием протонов высоких энергий. Осколки деления, вылетающие из слоев,

Сечения деления урана импульсной методикой

Энергия протонов, Мэв	Сечение деления, барн	Вероятность деления*	Энергия протонов, Мэв	Сечение деления, барн	Вероятность деления*
140	1,56	0,77	660	1,1	—
350	1,4	0,86	—	0,97	0,65
460	1,2	0,74	—	1,01	—

* Отношение сечения деления к рассчитанному полному сечению.

делящихся материалов, регистрировали ионизационными камерами. Результаты приведены в табл. 7. Н. С. Иванова [70, 71] измеряла сечения деления, экспонируя ядерные фотоэмульсии с ураном в протонном пучке при энергиях от 140 до 660 Мэв, результаты

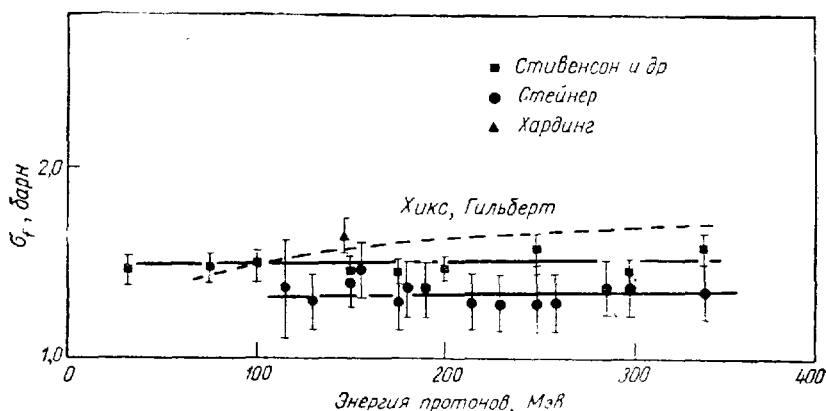


Рис. 14. Сечение деления U^{238} протонами разных энергий.

этих измерений приведены в табл. 8. Н. А. Перфилов [72] сообщает об измерениях с ураном, висмутом и вольфрамом, проведенных той же методикой фотоэмульсий. Результаты представлены в табл. 11 ниже. Де Карвальо и др. [73] измеряли сечения деления U^{238} , Th^{232} , Bi^{209} , We^{184} и естественной смеси изотопов серебра методом фотоэмульсий и получили величины 1200, 730, 220, 90 и 3 мбарн, соответственно.

Сечения деления измерялись и радиохимически интегрированием массовых кривых для мишеней, облучаемых частицами высоких энергий. На рис. 14 показана зависимость полного сечения деления урана от энергии протонов.

Н. А. Перфилов [74] обратил внимание на зависимость сечений деления от параметра делимости Z^2/A . Он первый заметил, что опуб-

Сечения деления, полученные суммированием выходов по массовой кривой

Мишень	Частица	Энергия, Мэв	Сечение деления, барн	Масса в пике симметричной кривой*	Делящееся ядро	Реакция	Литература
Естественный уран	p	340	~2,0	114	—	—	[1]
То же	γ	380	~2,0	—	—	—	
»	p	170	1,6±0,3	—	—	—	[2]
»	p	480	геометрическое сечение	—	—	—	[3]
»	p	480	1,65	—	—	—	[4]
»	p	170	1,6	—	—	—	[5]
U ²³⁸	p	170	—	115	—	—	[6]
U ²³⁸	p	70	1,47	—	—	—	[7]
U ²³⁸	p	100	1,49	—	—	—	
U ²³⁸	p	150	1,44	—	—	—	
U ²³⁸	p	200	1,47	—	—	—	
U ²³⁸	p	250	1,58	—	—	—	
U ²³⁸	p	300	1,46	—	—	—	
U ²³⁸	p	340	1,59	—	—	—	
U ²³⁸	d	50	1,61	—	—	—	[8]
U ²³⁸	d	75	2,13	—	—	—	
U ²³⁸	d	100	2,42	—	—	—	
U ²³⁸	d	125	2,45	—	—	—	
U ²³⁸	d	150	2,39	—	—	—	
U ²³⁸	d	170	2,48	—	—	—	
U ²³⁸	d	190	2,49	—	—	—	
Th ²³²	p	450	0,67	103,5	⁸⁷ Fr ²⁰⁷	p, 4p22n	[9]
Th ²³²	p	480	1,6	—	⁸⁹ Ac ²¹⁰	p, 2p21n	[5]
Th ²³²	p	480	~1,5	—	—	—	[4]
Bi	d	190	0,2	—	⁸⁴ Po ¹⁹⁹	d, 12n	[10]
Bi	p	340	0,24	—	—	p, 2p18n	[11]
Bi	p	480	0,070	96	⁸⁰ Hg ¹⁹²	p, 4p16n	[4]
Bi	p	480	0,1	—	⁸² Pb ¹⁹³	p, 2p15n	[5]
Bi	p	184	0,11	96	⁸² Pb ¹⁹⁴	p, 2p14n	[12]
Bi	p	242	0,15	96,5	⁸² Pb ¹⁹³	p, 2p15n	[12]
Bi	p	303	0,16	95,5	⁸¹ Tl ¹⁹¹	p, 3p16n	[12]
Bi	p	427	0,19	93	⁸⁰ Hg ¹⁸⁶	p, 4p20n	[12]
Bi	p	450	0,21	93	⁸⁰ Hg ¹⁸⁶	p, 4p20n	[9]
Au	p	450	0,061	87,5	⁷⁶ Os ¹⁷⁵	p, 4p19n	[9]
Re	p	450	0,019	83	⁷² Hf ¹⁶⁶	p, 4p18n	[9]
W	d	280	~0,001	—	—	—	[13]
Ta	p	660	0,008	79—80	Tm ¹⁵⁸ , Y ¹⁶⁰	p, 4p20n	[17]
Ta	p	340	0,004	83	⁷¹ Lu ¹⁴⁴ , ⁷² Hf ¹⁴⁶	p, 2p14n	[14]
Ta	p	450	0,005	80,5	⁷⁰ Yb ¹⁶¹	p, 4p17n	[9]
Ho	p	450	~0,002	72	⁶⁴ Gd ¹⁴⁴	p, 4p18n	[9]
La	p	660	0,0006	—	—	—	[15]
Ag	p	340	10 ⁻⁴ —10 ⁻⁵	—	—	—	[16]
Sb	p	660	2·10 ⁻⁴	~50	⁴⁴ Ru ¹⁰⁰	p, 7p16n	[18]

* Эти данные основаны на предположении о предварительном испускании нейтронов. Делящееся ядро является наиболее вероятным из целой группы ядер около указанного. Реакция тоже приведена лишь приблизительно, поскольку радиохимические результаты несомненно усредненные по целой группе реакций.

1. Folger et al. Phys. Rev., 98, 107 (1955).
2. O'Connor, Seaborg. Phys. Rev., 74, 1189 (1948).
3. Kjelberg A., Pappas A. Nucl. Phys., t, 322 (1956).
4. Виноградов А. П. и др. В кн. «Материалы конференции АН СССР по мирному использованию атомной энергии. 1—5 июля 1955 г. Москва».
5. Лаврухина А. К., Красавина Л. Д. «Атомная энергия», 5, 236 (1957).
6. Rudstam G., Pappas A. C. Nucl. Phys., 2, 468 (1961); Pappas A. C., Alstad J. J., Inorg. Nucl. Chem., 12, 222 (1960); 17, 195 (1961).
7. Hicks, Gilbert. Phys. Rev., 100, 1286 (1955).
8. Stereenson et al. Phys. Rev., 111, 886 (1958).
9. Kruger, Sugarman. Phys. Rev., 99, 1459 (1955).
10. Goeckermann, Perlman. Phys. Rev., 76, 628 (1949).
11. Biller. Univ. Calif. Lab. Report UCRL-2067, January 1953.
12. Jodra, Sugarman. Phys. Rev., 99, 1470 (1955).
13. Курчатов И. В. и др. В кн. «Материалы конференции АН СССР по мирному использованию атомной энергии. 1—5 июля 1955 г. Москва».
14. Nervik, Seaborg. Phys. Rev., 97, 1092 (1955).
15. Лаврухина А. К., Красавина Л. Д. и др. «Докл. АН СССР», 119, 56 (1958).
16. Kofstad. Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-2265 (1953).
17. Барановский В. И. «Радиохимия», 4, 470 (1962).
18. Лаврухина А. К. и др. «Эксперим. и теор. физ.», 13, 280 (1961).

ликованные данные по делению протонами высоких энергий неизменно показывают, что сечение деления каждого отдельного элемента с ростом энергии увеличивается, но затем выходит на плато или проходит через максимум. Затем он отметил, что эти максимальные значения, отнесенные к полному сечению реакции, укладываются в зависимости от Z^2/A на прямую, причем эта линейная зависимость выполняется для широкого интервала элементов от редких земель до самых тяжелых трансуранов. Результат приведен на рис. 15. Эта кривая обычно используется в качестве основы для оценок максимального значения сечения деления для многих элементов. Она служит также указанием на то, что механизм деления в этих случаях обычный. Точки, соответствующие самым легким

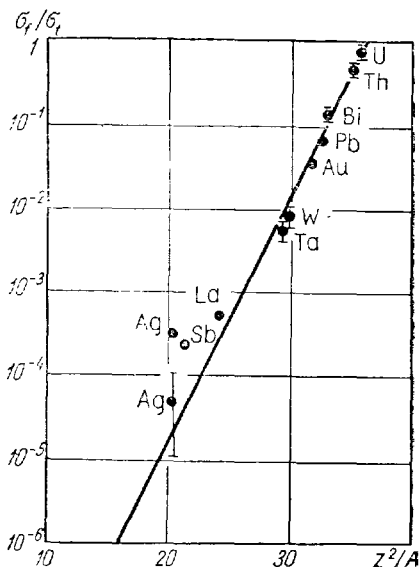


Рис. 15. Установленная Перфиловым зависимость делимости при высоких энергиях от Z^2/A :

σ_f — максимальное значение сечения деления для данного элемента; σ_t — приблизительно определяется выражением $\sigma_t = \pi (aA^{1/3} + r')^2 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$, где A — массовое число, $a = 1,26 \text{ см}$, $r' = -0,41 \text{ см}$.

элементам, отклоняются от прямой линии вверх. Это может происходить благодаря наличию продуктов фрагментации, ошибочно принимаемых за продукты деления при оценке сечений деления.

11.7. ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕЛЕНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ МЕТОДОМ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Методика с использованием фотоэмульсий имеет многочисленные преимущества при изучении многих свойств процесса деления при высоких энергиях. Советские ученые внесли большой вклад в разработку метода, в частности, группа под руководством профессора Н. А. Перфилова в Радиовом институте в Ленинграде создала многие новые экспериментальные методики, являющиеся пионерскими в исследованиях по делению в рассматриваемой области.

В исследованиях применяли специальные эмульсии, пропитанные солями урана, висмута и вольфрама; их облучали пучками протонов с энергией до 660 Мэв. В некоторых случаях использовались «релятивистские» эмульсии, чувствительные не только к осколкам деления и протонам низких энергий, но и к протонам высоких энергий. Следовательно, эти эмульсии дают довольно полную картину акта деления в противоположность радиохимическим исследованиям, которые могут дать лишь средние результаты. В других опытах использовали тонкие эмульсионные пленки, нечувствительные к протонам с энергией выше 25 Мэв. Такие эмульсии можно облучать в более интенсивных пучках, чем релятивистские.

Кроме измерений сечений деления исследования с эмульсиями дают многочисленные результаты, подтверждающие правильность модели ядерного каскада, описанной выше. При этом получают следующую информацию:

1. Длину осколков деления; отношения (асимметрия) пробегов двух осколков.

2. Отклонение от 180° величины угла между треками пары осколков, которое позволяет вычислить импульс, переданный делющемуся ядру.

3. Анизотропию углового распределения осколков по отношению к направлению протонного пучка.

4. Число, энергию и угловые распределения заряженных частиц (продуктов выбивания), сопровождающих акт деления.

5. Число, энергию и угловые распределения заряженных частиц низкой энергии, т. е. испаренных протонов и α -частиц.

Каскадные частицы идентифицируются по их высокой энергии и угловому распределению с резким максимумом вперед. Среднее число каскадных заряженных частиц (в большинстве это протоны), сопровождающих деление, равно одному или двум, но в некоторых случаях наблюдалось семь и восемь. Среднее число таких частиц растет с увеличением энергии весьма медленно (табл. 10). Эти наблюдения хорошо согласуются с расчетами ядерных каскадных процессов по методу Монте-Карло.

Среднее число заряженных частиц, испускаемых за акт деления*
(получено эмульсионной методикой)

Первичная энергия протонов, Мэв	Релятивистская эмульсия		Эмульсия		
	$N_{\text{ср}}^1$	$N(0^\circ)/N(180^\circ)$	$N_{\text{ср}}^2$ $E < 25-30$ Мэв	$N(0^\circ)/N(180^\circ)$ $E < 25-30$ Мэв	$N_{\text{р-испар}}$
140	0,4	4	0,25	2,6	0,14
350	—	—	0,56	1,6	0,43
460	1,65	3,3	0,86	1,3	0,66
660	3,06	3,1	1,05	1,3	0,81

* Данные Н. С. Ивановой [«Атомная энергия» № 1 (1967)], приложение № 1.

$N_{\text{ср}}^1$ — среднее число заряженных частиц произвольной энергии, сопровождающих акт деления (преимущественно каскадных протонов).

$\frac{N(0^\circ)}{N(180^\circ)}$ — отношение чисел частиц, испущенных в переднюю и заднюю полусферы соответственно;

$N_{\text{ср}}^2$ — среднее число частиц с энергией ниже 25—30 Мэв.

$N_{\text{р-испар}}$ — число частиц, соответствующих изотропному угловому распределению, которые, видимо, есть результат испарения.

Н. С. Иванова [71, 75] строила распределения актов деления по числу заряженных частиц, испускаемых при каждом акте делящимся ядром урана. Она изучала также угловые распределения каскадных частиц. Оба распределения хорошо согласуются с результатами некоторых теоретических расчетов Пьянова.

При использовании эмульсий существуют два способа оценки энергии возбуждения ядра перед делением. Остроумов [76] сделал важное наблюдение, что осколки деления не всегда разлетаются в строго противоположных направлениях, а образуют угол несколько меньше 180° с вершиной, обычно обращенной в сторону источника налетающих протонов. Это есть результат передачи импульса от налетающего протона ядру-мишени. Следовательно, время жизни возбужденного ядра перед делением меньше его времени замедления, т. е. $< 10^{-13}$ сек. Можно также рассчитать импульс и энергию, соответствующие движению делящегося ядра в направлении пучка. Для этого нужно знать угол между треками осколков, пробеги осколков и связь между скоростью осколка и его пробегом. Затем, основываясь на разумном предположении о каскадном процессе и применяя непосредственно законы сохранения энергии и импульса, можно найти энергию возбуждения делящегося ядра. Позднее обнаружили, что существует связь между числом испаренных частиц, сопровождающих акт деления, и средним значением угла между осколками. Эта связь позволяет оценить энергию возбуждения делящегося ядра простым подсчетом числа легких частиц, сопровождающих деление.

Характеристики деления урана, висмута, вольфрама при высоких энергиях (использовался метод эмульсий)

Элемент	$\bar{E}_f^*$		$n_{p-каск}$		$n_{p-испар}$		σ_f	
	$E_p = 460$	$E_p = 660$	$E_p = 460$	$E_p = 660$	$E_p = 460$	$E_p = 660$	$E_p = 460$	$E_p = 660$
Уран	130	150	1,2—1,3	2,2—2,3	0,6—0,7	0,8—0,9	0,9±0,2	1,1±0,2
Висмут	190	230	—	—	0,8	1,2—1,3	0,09±0,3	0,12±0,03
Вольфрам	340	440	—	—	1,6	2,9—3,0	0,004±0,002	0,11±0,003

$\bar{E}_f^*$ — средняя энергия возбуждения делящегося ядра, Мэв; E_p — энергия бомбардирующих протонов, Мэв; $p_{каск}$ — средняя энергия заряженных частиц, испущенных в каскаде; $p_{испар}$ — среднее число заряженных частиц, испаренных из ядра; σ_f — сечение деления, барн.

Зависимость энергии возбуждения делящегося ядра от числа испущенных частиц низкой энергии

$n_{ар}$	Уран		Висмут		Вольфрам	
	$E_p = 460, \%$	$\bar{E}_f, \text{Мэв}$	$E_p = 460, \%$	$\bar{E}_f, \text{Мэв}$	$E_p = 460, \%$	$\bar{E}_f, \text{Мэв}$
0	57,5	46,5	32	25,6	15	10,4
1	22,5	22,8	35,6	28,6	25	11,1
2	11	12,7	20,4	18,5	25	10,4
3	6,3	9,6	8,4	12,9	15	11,8
4	2,1	5,25	3,4	7,65	15	12,6
5	—	1,9	—	4	5	11,8
6	—	—	—	2,46	—	11,8
7	—	0,3	—	0,67	—	10,4
8	—	0,1	—	0,22	—	5,9
						270
						295
						345
						390
						430
						485
						520
						565
						—

E_p — энергия бомбардирующих частиц, Мэв; $n_{ар}$ — число заряженных частиц на один акт деления (< 30—35 Мэв); $\bar{E}_f$ — начальная энергия возбуждения делящегося ядра; % — процент случаев деления с испусканием заданного числа частиц.

Перфилов с сотрудниками [72, 77] использовали эти методы для получения данных, приведенных в табл. 11 и 12. Из таблиц видно, что сечение деления быстро падает с уменьшением атомного номера делящегося ядра. Соответственно энергия возбуждения делящегося ядра резко возрастает с уменьшением заряда ядра при неизменной энергии протонов. Для урана, вероятно, нет большой разницы в энергиях возбуждения всех реагирующих ядер независимо от того, делятся они или нет; для висмута и вольфрама энергия возбуждения делящихся ядер заметно выше, чем энергия возбуждения ядер, распадающихся другими способами*.

Перфилов с сотрудниками [55] построили график зависимости числа испаренных заряженных частиц от энергии возбуждения делящегося ядра. Они сравнивали кривые с расчетами, выполненными в предположении, что вся энергия возбуждения снимается из-за испускания заряженных или нейтральных частиц. Для ядра-мишени урана экспериментальная и теоретическая кривые совпадают. Авторы расценивают это как указание на то, что деление урана происходит за счет эмиссионного механизма, т. е. деление происходит, когда ядро холодное, после снятия энергии возбуждения испарением частиц.

Для висмута число заряженных частиц, сопровождающих деление, меньше того количества, которое согласно расчетам должно испускаться при разрядке всех ядер — тех, которые делятся и тех, которые не делятся. Интерпретируется этот факт следующим образом: величина параметра Z^2/A в конце испарительной цепочки достаточно велика для того, чтобы ядро могло разделиться лишь в том случае, если испускается небольшое число заряженных частиц. Если их испускается много, другие виды распада вероятнее, чем деление. В случае ядра-мишени вольфрама единственный шанс получить делящееся ядро в конце испарительного каскада состоит в испарении большого числа нейтронов без испускания заряженных частиц. Это такой маловероятный процесс, что деление скорее всего происходит из состояния с высокой энергией возбуждения.

Отмечено, что анизотропия углового распределения осколков относительно пучка зависит от ядра-мишени и энергии возбуждения делящихся ядер (см. разд. 10.9.6).

Некоторые интересные результаты были получены при измерении пробегов парных осколков деления. Наиболее вероятный пробег осколков понижается с ростом энергии бомбардирующих частиц.

* Ковальский и др. [Phys. Lett., 2, 356 (1962)] пришли к аналогичным выводам в результате подобных экспериментов, в которых для регистрации осколков деления урана, висмута и золота протонами с энергией 156 Мэв были использованы кремниевые счетчики, а не ядерные эмульсии. Один детектор помещался под углом 90° к пучку, а второй — под переменным углом относительно первого, близким к 180°. Они обнаружили, что максимальные выходы осколков на совпадения получались в тех случаях, когда угол, составляемый направлениями на два детектора, отличался от 180° на 4, 7 и 8°. Для висмута и свинца эти углы близки к величинам, соответствующим полной передаче импульса от налетающего протона к делящемуся ядру.

Это отражает тот факт, что с возрастанием энергии все больше энергии расходуется на выбивание и испарение частиц. Это предположение согласуется с данными, согласно которым энергия возбуждения не переходит в кинетическую энергию осколков. Кинетическая энергия определяется в основном энергией электростатического отталкивания осколков друг от друга. Если деление симметрично, пробеги одинаковы, наоборот, разница в пробегах может быть использована для измерения асимметрии массового распределения.

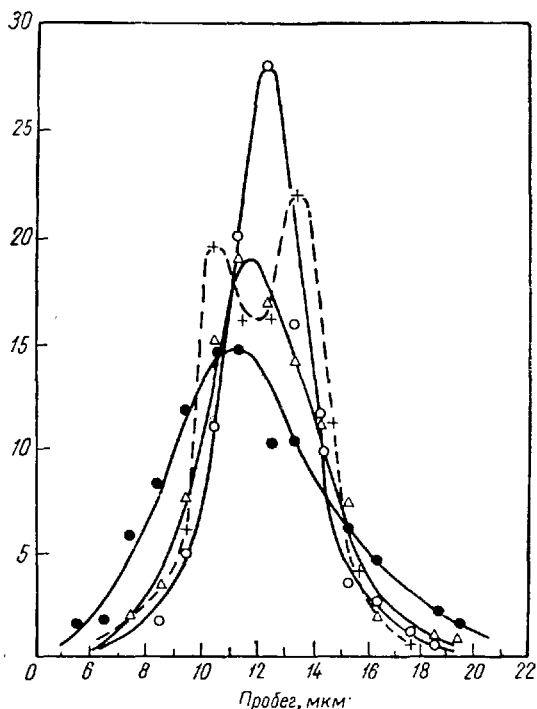


Рис. 16. Распределение по пробегам в эмульсии осколков деления урана при различных энергиях возбуждения.

+ — деление U^{235} тепловыми нейтронами, $\circ$ — деление урана при $E_{\text{возб}} = 75 \text{ Мэв}$; Δ — деление урана при $E_{\text{возб}} = 240 \text{ Мэв}$; $\bullet$ — деление урана при $E_{\text{возб}} = 540 \text{ Мэв}$ [78].

Можно снять распределение отношений пробегов в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра; последнюю определим по числу испаренных частиц или по углу между разлетающимися осколками. При повышении энергии возбуждения делящегося ядра урана от 0 до 75 Мэв наблюдается, как и следовало ожидать, увеличение числа актов деления с равными пробегами осколков. При высоких энергиях возбуждения число асимметричных случаев снова возрастает (рис. 16).

Область энергий возбуждения ядра урана, в которой наблюдается наиболее симметричное деление, располагается согласно оценкам в районе 60—100 Мэв.

Для висмута симметричное деление наиболее вероятно при самых низких значениях исследованных энергий, но доля асимметричного деления возрастает с ростом энергии возбуждения. Шамо́в и Ложкин [78] пришли к выводу, что энергия возбуждения по завершении процесса каскадного выбивания, а не энергия по окончании испарительного цикла имеет наибольшее значение в определении характера процесса деления.

Денисенко и др. [79] исследовали некоторые интересные акты тройного деления, наблюдающегося при облучении урана протонами с энергией 560—660 Мэв. В этом исследовании они применяли сверхмелкозернистые эмульсии, которые позволяли прекрасно разрешить треки, образуемые частицами с разным зарядом. Примерно на каждые 300 случаев двойного деления наблюдается один случай распада, при котором испускаются три многозарядные частицы, сопровождаемые протонами или α -частицами. Акты тройного деления относятся к двум основным типам. В первом, более распространенном случае один из осколков имеет пробег значительно больший, чем остальные два, и, следовательно, значительно меньшую массу. Другой класс событий в пять раз менее вероятен, и акты такого типа соответствуют сравнимым пробегам всех трех осколков. Объяснения происхождения звезд этого второго типа пока отсутствуют. События первого типа, по мнению авторов, не представляют собой тройного деления, а являются наложением двух процессов: испускания небольшого осколка с зарядом Z от 4 до 11 единиц и деления остаточного ядра, еще сохранившего достаточную энергию возбуждения. Этот вывод подтверждается наблюдением осколков с подобным же распределением по Z , похожим угловым распределением и близкой зависимостью вероятности появления от энергии возбуждения при облучении серебра протонами высоких энергий. В этом случае [80] легкие фрагменты не сопровождаются испусканием осколков деления.

Перфилов с сотрудниками [81] измеряли некоторые характеристики деления урана под действием протонов с энергией 9 Гэв. Карвальо с сотрудниками [89] изучали деление урана, тория и висмута, вызванное протонами с энергией 21 Гэв. Эта работа была выполнена методом эмульсий. Относительные вероятности деления трех элементов те же самые, что и при 660 Мэв, но абсолютные значения сечений деления меньше в три-четыре раза.

11.8. РАДИОХИМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕЛЕНИЯ ВИСМУТА ЧАСТИЦАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Перлман и др. [83] первыми применили радиохимические методы для демонстрации возможностей деления таких легких элементов, как тантал, свинец и висмут, заряженными частицами очень

высоких энергий. Эти эксперименты были выполнены сразу после ввода в строй циклотрона в Беркли. Возможность возбуждения деления ядер этих элементов нейтронами с энергией 30—84 Мэв была показана примерно в то же время Келли и Вейгандом [68], которые использовали камеру деления. Нейтроны получались

в реакции срыва дейтронов, ускоряемых на том же циклотроне. Впервые деление висмута радиохимическими методами детально исследовали Геккерман и Перлман в 1949 г. С тех пор было опубликовано еще несколько сообщений [85—94].

Измеряя радиохимически выходы радиоактивных продуктов деления висмута при облучении дейтронами с энергией 190 Мэв, Геккерман и Перлман [81] наблюдали массовое распределение в интервале массовых чисел от 50 до 150 [рис. 17]. Очень похожее распределение получил Биллер [85] при облучении висмута протонами с энергией 340 Мэв. Гладкая кривая соответствует полному выходу каждой массы, полученному с учетом неизмерявшихся выходов

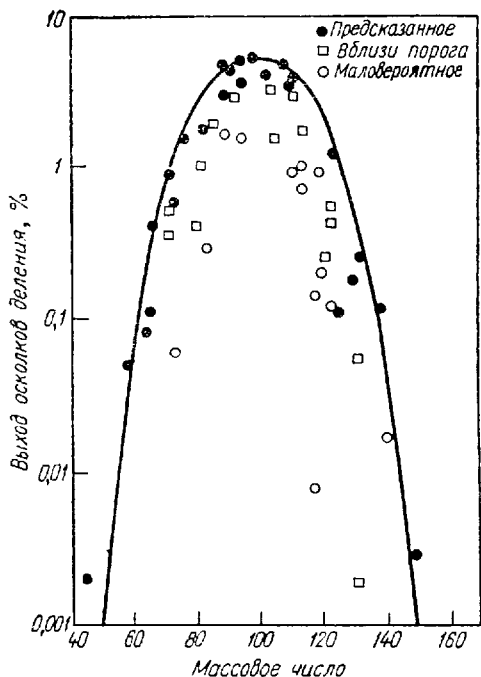


Рис. 17. Массовое распределение при облучении висмута дейтронами с энергией 190 Мэв. Кривая показывает полный выход для каждого массового числа.

в каждой изобарной цепочке. Максимальное значение выхода соответствует сечению примерно 10 мбарн, а для массового числа 150 это значение уменьшается примерно в 1000 раз. Для больших величин массовых чисел выходы вновь быстро растут и максимальные выходы продуктов реакций обнаружены в непосредственной близости к ядру-мишени*. Ясно, что здесь присутствуют по крайней мере две обособленные группы продуктов ядерных реакций. Каскадно-испарительный механизм приводит к образованию группы ядер-

* Хантер, Миллер [Phys., Rev., 115, 1053 (1959)] тщательно исследовали продукты ядерных реакций в районе массовых чисел 186—207 (при бомбардировке висмута протонами с энергией 380 Мэв).

продуктов, отличающихся от ядра-мишени не больше чем на несколько массовых единиц, причем выходы их резко падают с уменьшением массового числа. Однако некоторые из этих продуктов могут делиться и в процессе снятия энергии возбуждения испытывать деление, таким образом формируя массовое распределение в интервале от 50 до 150 *а. е. м.* Эти ядра не могут образоваться в результате испускания протонов, нейтронов или других небольших частиц, поскольку необходимая для этого энергия возбуждения слишком высока. Кроме того, осколки, соответствующие двойному делению, наблюдались в фотоэмульсиях, насыщенных солями висмута. Вызываемую ими ионизацию регистрировали ионизационными камерами, а высокую кинетическую энергию измеряли радиохимически с помощью поглотителей из тонких фольг.

Эти продукты во многих отношениях отличаются от осколков, наблюдающихся при делении урана в области низких энергий. Наблюдается единственный симметричный пик. Однако он много шире пика, полученного Файерхоллом [95] при делении висмута дейтронами с энергией 16 *Мэв*, что указывает на заметную долю асимметричных актов деления, присутствующих в делении висмута частицами высоких энергий. Этот факт согласуется с исследованиями Перфилова [77], выполненными с помощью эмульсий. Исследования показали, что отношение пробега осколков характеризуется при больших энергиях более широким распределением.

Легкие осколки деления β -активны, и в каждой массовой цепочке продукты с высоким выходом, как правило, лежат на той стороне долины стабильности, которая соответствует нейтронно-избыточным ядрам. Однако многие тяжелые осколки расположены вблизи линии стабильности или даже в области нейтронно-дефицитных ядер. Так, например, нейтронно-избыточный изотоп Ba^{140} , который часто встречается среди продуктов деления урана медленными нейтронами, в рассматриваемом случае образуется с очень малой вероятностью, в то время как Ba^{133} присутствует в заметных количествах. Отношение чисел нейтронов и протонов у легких и тяжелых осколков примерно одинаково; зарядовое распределение не согласуется с гипотезой Гленденина о равенстве длин цепочек распада, которая используется для описания распределения продуктов деления урана медленными нейтронами.

Пик в массовом распределении наблюдается при массовом числе 99—100 и заряде 42. Геккерман и Перлман [84] предложили механизм для объяснения этих результатов (см. рис. 1 этой главы, механизм 1). Они постулировали, что энергия возбуждения остающаяся в ядре после окончания каскада быстрого выбивания, расходуется главным образом на испарение нейтронов. В случае наиболее вероятных событий, приводящих к делению, «выкипает» около 10 нейтронов *.

* Прямое измерение числа нейтронов, выполненное Хардингом [Proc. Phys. Soc., **A69**, 330 (1956)], дало $10,0 \pm 2,7$ нейтронов на акт деления для висмута, облучаемого протонами с энергией 147 *Мэв*.

Остаточное ядро Po^{199} имеет отношение Z^2/A значительно более высокое, чем ядро-мишень Bi^{209} , и некоторая часть ядер Po^{199} делится. Это деление, как предполагается, происходит без дальнейшего перераспределения заряда, так что у каждого осколка сохраняется то же отношение числа нейтронов к числу протонов, что и у исходного ядра. В силу статистической природы каскадно-испарительного процесса очевидно, что на самом деле будут образовываться различные ядра, близкие к Po^{199} , с распределением по энергиям. Поэтому наблюдаемые распределения продуктов следует, по-видимому, рассматривать как результат наложения процессов деления группы материнских ядер, располагающихся вокруг Po^1 . Ямагучи [96] исследовал этот механизм с помощью полуэмпирической теории и нашел его разумным.

Гипотеза Геккермана — Перлмана прекрасно объясняет экспериментальные данные, но наши знания о факторах, влияющих на делимость высоковозбужденных ядер, слишком схематичны, чтобы быть уверенным в ее правильности. Большинство результатов можно с такой же легкостью объяснить с помощью механизма, включающего деление высоко возбужденного ядра с последующим испарением нейтронов из высоко возбужденных осколков. Если механизм Геккермана — Перлмана обозначен на рис. 1 цифрой 1, то только что упомянутый механизм — цифрой 2.

Полное сечение деления висмута заряженными частицами с энергией несколько сот мегаэлектронвольт равно примерно 200 мбарн, что составляет 0,1 геометрического сечения. Экспериментальные данные приведены в табл. 6—8.

Исследования, выполненные Порайлом и Шугерманом [89] и Шугерманом с сотрудниками [90], дали дополнительную информацию о делении висмута. Отдельные продукты деления выделялись из тонких мишеней висмута, а также из тонких собирающих фольг, помещенных перед мишенями и за ними. По активности, обнаруженной в каждой из трех фольг, рассчитывался истинный пробег осколков в мишени и скорость осколка относительно ядра после соударения с налетающей частицей. Энергию осколка вычисляли по пробегу, а применяя законы сохранения энергии и импульса, можно определить и энергию парного осколка. Таким образом, вычислили кинетическую энергию многих дополнительных осколков и после соответствующего усреднения по массовому распределению получили среднее значение полной кинетической энергии. Порайл и Шугерман получили величину 111 Мэв для случая бомбардировки висмута протонами с энергией 435 и 96 Мэв для тантала при той же энергии протонов. Эти цифры можно сравнить со значением 168 Мэв для деления U^{238} медленными нейтронами. Наибольшая ошибка в этих оценках возникает из-за неопределенностей в зависимости пробега осколка от его энергии. Момент, передаваемый ядру при соударении, рассчитал Шугерман [89, 90] по разности активностей в собирающих фольгах, помещенных перед мишенью и за ней. Это та же величина, которую Перфилов с сотрудниками [77] получили

по наблюдаемому углу (в лабораторной системе координат) между треками, соответствующими парным осколкам. Отсюда можно рассчитать энергию возбуждения ядра после соударения при условии, если известен импульс налетающего протона, а также число, энергия и угловое распределение каскадных частиц. Однако получаемые таким образом значения энергий возбуждения существенно зависят от сделанных предположений о каскадных частицах. Порайл и

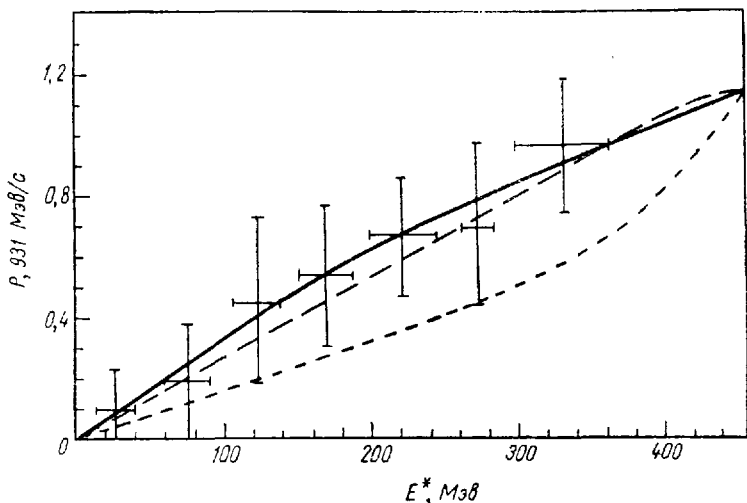


Рис. 18. Зависимость импульса, передаваемого ядру при соударении, от энергии возбуждения при бомбардировке висмута протонами с энергией 458 Мэв [89].

Шугерман [89] нашли возможность свести эти неопределенности к минимуму, используя расчеты каскадного процесса по методу Монте-Карло, выполненные Метрополисом [14] (см. разд. 11.2). Были исследованы несколько сот рассчитанных актов каскада для получения продольной составляющей импульса ядра после соударения в зависимости от энергии возбуждения E^* . Это исследование позволило построить калибровочную кривую, приведенную на рис. 18. Имея ее, для определения энергии возбуждения достаточно знать лишь импульс ядра после соударения, который можно определить методом фотоэмульсий или с помощью собирающих фольг.

Некоторые типичные значения пробегов осколков и энергий возбуждения перечислены в табл. 13. Величины пробегов значительны и соответствуют тому, что можно ожидать для осколков деления. Отметим также, что энергия возбуждения различается для разных пар образующихся осколков, т. е. существует сильный разброс в энергиях возбуждения, с которыми происходит деление при бомбардировке ядра частицами высоких энергий. Кроме того, деление тантала с образованием осколка определенного состава

**Пробеги осколков при делении висмута и тантала протонами
с энергией 450 Мэв**

Изотоп	Пробег* в материале мишени, Me/cm^2 Bi	Кинетическая энергия осколка, $Meв$	$\frac{ReF}{ReB}$		Анизотропия θ/α в выражении $\alpha + \nu \cos^2 \theta$	τ	Кинетическая энергия ядра отдачи, $Meв$	$\bar{E}_A^*$
Висмут + 450 $Meв$ протонов								
Mn ⁵⁶	11,75	61,4	1,248	0,15	0,056	0,71	184	
Cu ⁶⁷	10,85	62,6	1,256	0,05	0,057	0,63	171	
Sr ⁸⁹	9,2	59,8	1,248	0,09	0,055	0,42	136	
Sr ⁹¹	9,2	61,0	1,223	0,09 ₄	0,050	0,35	122	
Sr ⁹²	9,2	62,4	1,188	0,15	0,044	0,27	109	
Pd ¹⁰⁹	7,6	48,9	1,270	0,10	0,060	0,33	120	
Ba ¹³³	5,8	31,1	1,536	0,11 ₄	0,108	0,56	162	
Тантал + 450 $Meв$ протонов								
Sc ^{47,48}	10,50	47,6	1,383	0,30	0,078	1,10	223	
Mn ⁵⁶	10,58	56,5	1,379	0,08	0,079	1,12	224	
Cu ⁶⁷	9,4	54,1	1,346	0,03	0,074	0,79	179	
Sr ⁹¹	7,4	45,6	1,412	0,03	0,086	0,66	162	
Pd ¹⁰⁹	6,1	35,7	1,499	0,07	0,100	0,59	152	
Ba ^{128, 129}	3,0	9,2	2,787	0,37	0,241	0,75	174	

* Пробег рассчитан для материала мишени, а не для поглотителя. Кинетическая энергия получена из соотношения $E = kAR^2$, где R —пробег; A —массовое число осколка; k —постоянная, полученная из других данных по пробегам, ReF —активность осколков, вылетевших вперед; ReB —активность осколков, вылетевших назад.

Параметр анизотропии получен измерением активности осколков, вылетевших в направлении, перпендикулярном пучку.

$\tau = \frac{\text{компонента скорости ядра отдачи в направлении вдоль пучка}}{\text{скорость осколков в системе движущегося ядра}}$

$\bar{E}_A^*$ — наиболее вероятная энергия возбуждения ядра перед делением, соответствующая данному осколку.

требует в среднем на 30 Мэв больше энергии возбуждения, чем при делении висмута. Исследовали также пробеги типичных продуктов ядерных реакций, таких, как висмут, свинец и таллий. Оказалось, что они значительно меньше пробега осколков, их эффективный пробег в продольном направлении по порядку величины равен 0,1 me/cm^2 висмута.

Среднюю энергию возбуждения в актах неупругого взаимодействия можно определить, усредняя энергию возбуждения отдельных осколков с использованием кривой массового распределения в качестве весовой функции. Результаты таких расчетов приведены в табл. 14. Средняя энергия возбуждения для произвольного не-

упругого взаимодействия ниже, чем для деления, что является отражением малой величины отношения ветвления для деления при энергии возбуждения ниже 75 Мэв. Разница в энергиях возбуждения между произвольными неупругими процессами и делением для тантала больше, чем для висмута, как и следовало ожидать, зная, что эффективный порог деления у тантала выше. Данные таблицы несколько ниже, чем средние значения энергии возбуждения, которые можно получить по результатам Перфилова, приведенным в табл. 12, полученным методикой фотоэмульсий. (Обсуждение этого расхождения дано в работе Порайла и Шугермана [89].)

Таблица 14

**Некоторые характеристики деления висмута и тантала
частицами высоких энергий**

Мишень + 450 Мэв протонов	Наиболее вероятная энергия возбуждения перед давлением, Мэв	Средняя энергия возбуждения по всем событиям, Мэв
Bi	155	147
Ta	180	136

Шугерман и др. [90] утверждают, что величина энергии возбуждения, приводящей к делению, свидетельствует против предполагаемого механизма деления с предварительным испусканием нейтронов (на рис. 1 механизм I). Эти значения энергии возбуждения слишком низки для создания тех делящихся ядер, которые соответствуют массовым кривым, полученным радиохимически. Так, например, Крюгер и Шугерман [86] считают ${}_{80}\text{Hg}^{186}$ наиболее вероятным делящимся ядром при бомбардировке висмута протонами с энергией 450 Мэв. Минимальное значение энергии 320 Мэв, необходимой для получения такого ядра, существенно больше, чем 155—180 Мэв, приведенные в табл. 14. Этот факт показывает, что испарение нейтронов после деления — гораздо более вероятный механизм, поскольку для его осуществления необходима несколько меньшая энергия возбуждения.

Мы обсуждали деление висмута при энергиях несколько сот мегаэлектронвольт, когда кривая массового распределения формируется в основном продуктами деления. Теперь интересно рассмотреть те замечательные изменения, которые происходят, когда энергия падающих частиц достигает нескольких гигаэлектронвольт.

Полное радиохимическое исследование всех продуктов реакций на висмуте никто не производил, но работа Вольфганга с сотрудниками [91], выполненная для соседнего ядра (свинца) при взаимодействии с протонами с энергией 3 Гэв, хорошо демонстрирует общие закономерности поведения продуктов ядерных реакций на ядрах в районе висмута. Соответствующие кривые массовых распределений полностью отличаются от наблюдаемых при энергиях бомбар-

дирующих частиц, лежащих в интервале от 100 до 700 Мэв (рис. 19). Провал между областями деления и реакций полностью отсутствует. Выходы продуктов, которые при меньших энергиях соответствовали наиболее вероятным осколкам деления, понижаются. Уменьшаются и выходы продуктов, непосредственно соседствующих с ядром-мишенью. Остальные массовые числа представлены изотопами, вы

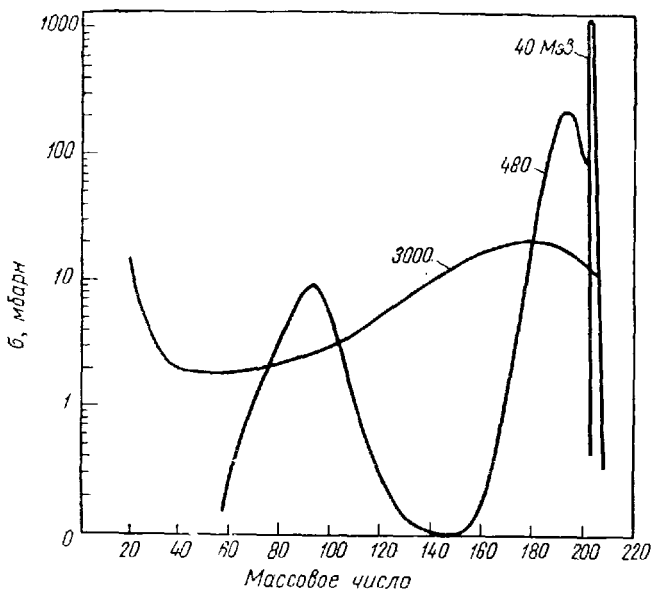


Рис. 19. Зависимость сечения образования ядер-продуктов от их массы для взаимодействия свинца и висмута с протонами при разных энергиях. Приведены полные сечения для каждого значения массового числа, но в случае энергии 3 Гэв кривая основывается на неполных экспериментальных данных и является схематическим представлением результатов. Она соответствует свинцу в качестве ядра-мишени. Остальные три кривых относятся к висмуту [Miller, Hudis. Ann. Rev. Nucl. Sci, 9, (1959)].

ход которых значительно возрастает. Получили следующий замечательный результат: при бомбардировке мишени тяжелого элемента протонами с энергией 3 Гэв полный изобарный выход в первом приближении вообще не зависит от массового числа.

Для объяснения этих результатов и других, которые здесь подробно не обсуждаются, необходимо предположить существование какого-то механизма, приводящего к запасанию большого количества энергии и отличающегося в то же время качественно от простой каскадно-испарительной модели, которая была разработана для объяснения передач энергии падающим протоном, достигающих нескольких сот мегаэлектронвольт. Этот новый механизм называется

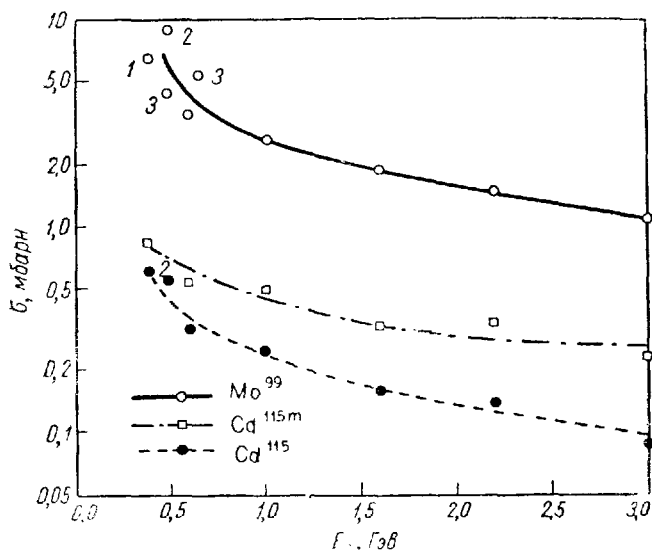


Рис. 20. Функция возбуждения для образования некоторых типичных продуктов деления при облучении свинца протонами [91].

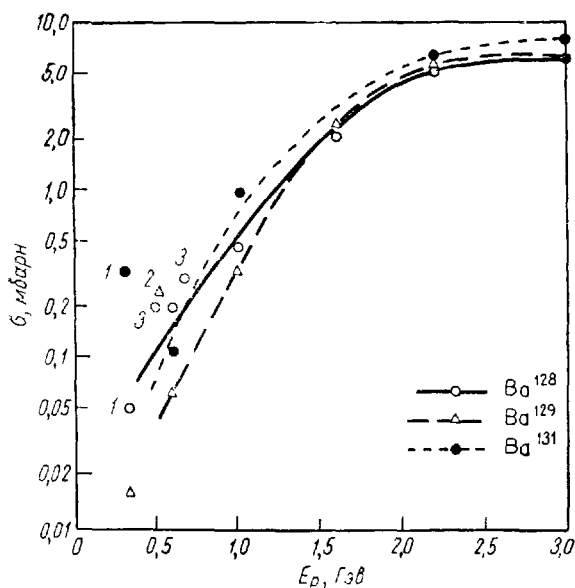


Рис. 21. Функции возбуждения для образования нейтронно-дефицитных изотопов бария при облучении свинца протонами [91].

фрагментацией. Одно из возможных объяснений процесса фрагментации на языке рождения и поглощения мезонов, разработанное Вольфгангом с сотрудниками [91], дано в разд. 11.5.

Рассмотрим функции возбуждения отдельных реакций, соответствующих выходу определенных ядер-продуктов. Сечения образования ядер средней массы, таких, как Mo^{99} , которые приходится

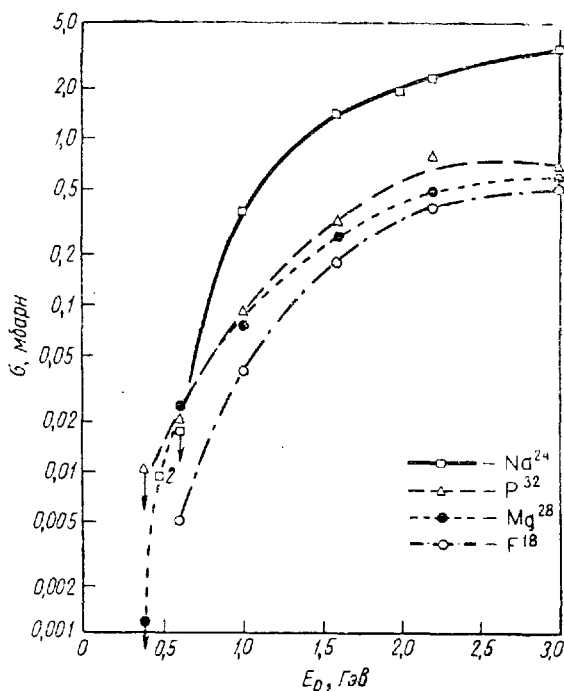


Рис. 22. Функции возбуждения для образования легких ядер при взаимодействии протонов с ядрами свинца. Эти ядра, по-видимому, продукты фрагментации [91].

при меньших энергиях на пик массового распределения, уменьшаются при возрастании протонной энергии с 0,6 до 3 Гэв (рис. 20). Для тяжелых нейтронно-дефицитных изотопов типа $\text{Ba}^{128} - \text{Ba}^{131}$ наблюдается крутой подъем выходов при увеличении энергии от 0,5 до 3 Гэв (рис. 21). Этот подъем связан частично с ростом числа испаряемых частиц при высоких энергиях, а также с началом процесса фрагментации. Наиболее интересно ведут себя легкие изотопы P^{32} , Mg^{28} , Na^{24} и F^{18} (рис. 22). Резкое возрастание выходов этих изотопов с увеличением энергии должно быть связано с вступлением в действие какого-то процесса, играющего важную роль в области энергий порядка нескольких гигаэлектронвольт.

Зависимость пробегов осколков Sr^{91} и Ba^{129} , Ba^{133m} на висмутовой мишени при изменении энергии от 450 Мэв до 2,2 Гэв бомбардирующих протонов

Энергия протонов, Мэв	Осколок	$\frac{R_e F}{R_e B}$	Пробег в висмуте, мг/см ²	Энергия осколка, Мэв	Энергия возбуждения ядра отдачи, Мэв
450	Sr^{91}	1,22	9,2	61	122
450	Ba^{129} , Ba^{133m}	1,54	5,8	31	162
2200	Sr^{91}	1,24	10	70	144
2200	Ba^{129} , Ba^{133m}	3,8	3,0	7	265

$$\frac{R_e F}{R_e B} = \frac{\text{активность осколков, вылетающих вперед}}{\text{активность осколков, вылетающих назад}}$$

Шугерман и др. [89, 90] применяли метод ядер отдачи к исследованию отдельных радиоактивных продуктов, чтобы проследить за изменениями, происходящими при возрастании энергии протонов от 400 Мэв до 2,2 Гэв. Рассмотрим, например, результаты, приведенные в табл. 15. Результаты для Sr^{91} не изменяются существенно, указывая на то, что, вероятно, процесс деления определяет большую часть сечения образования этого изотопа во всем исследованном интервале. Для Ba^{129} , Ba^{133m} , однако, наблюдаются большие изменения, как будто меняется существо процесса, приводящего к образованию этого изотопа. При энергии 450 Мэв изотопы бария относятся к типичным продуктам деления. При энергии 2,2 Гэв значительная часть образуется в результате фрагментации.

Порайл и Шугерман [89] произвели интересный анализ относительного вклада деления и фрагментации в образование типичных радиоактивных продуктов при бомбардировке висмута во всем интервале энергий. Этот анализ основывается на функциях возбуждения, соответствующих отдельным ядрам-продуктам, и на значениях энергии возбуждения, полученной в расчетах каскадного выбивания по методу Монте-Карло. Они пришли к выводу, что продукты «настоящего» деления образуются с различными энергиями возбуждения, но максимальная вероятность деления наблюдается при энергии возбуждения 100—200 Мэв. При больших энергиях возбуждения сечение деления заметно падает. По оценкам Порайла и Шугермана [89], отношение ветвления для деления достигает максимального значения при 190 Мэв, а затем снижается. Максимальная величина этого отношения для тантала составляет всего 0,007 Мэв при энергии возбуждения 230 Мэв. Ни при каких значениях энергии возбуждения деление не является доминирующим процессом для висмута и тантала. Энергии бомбардирующих протонов, при которых получают значения энергии возбуждения, наиболее благоприятные для деления, равны 750 Мэв для висмута и 1,5 Гэв для тантала.

Процесс фрагментации начинает давать заметный вклад при энергиях 500 Мэв и вклады деления и фрагментации примерно одинаковы в «области продуктов деления» при энергии бомбардирующих частиц 1,5 Гэв. В соответствии с этим анализом дает существенный вклад образование наблюдаемых выходов во всем массовом интервале от 24 до 131.

11.9. РАДИОХИМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛЕНИЯ УРАНА И ТОРИЯ И ДРУГИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ, ВЫЗЫВАЕМЫХ ЧАСТИЦАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Сначала рассмотрим интервал энергий бомбардирующих частиц от 100 до 700 Мэв. Первые радиохимические исследования такого типа были выполнены О' Коннором и Сиборгом [97], которые определяли выходы радиоактивных изотопов при бомбардировке урана ионами гелия с энергией 380 Мэв. Главной чертой полученного массового распределения был широкий симметричный пик, соответствующий продуктам деления с максимумом, приходящимся примерно на половину массы тяжелого ядра-мишени. Довольно полно исследовали массовую кривую продуктов деления и другие исследователи: Фольгер, Стивенсон и Сиборг [98], Виноградов с сотрудниками [99] (уран и торий на протонах с энергией 480 Мэв), Стивенсон и др. [100—102] (уран на протонах с энергией 10—340 Мэв и дейтронах с энергией 20—290 Мэв), Паппас с сотрудниками (уран, с энергией 170 Мэв), Павлоцкая и Лаврухина [104] (уран, протоны с энергией 660 Мэв).

Наиболее существенные черты массового распределения продуктов деления показаны на рис. 14 [100, 102]. Изменения в массовом распределении по большей части отражают продолжение тех же тенденций, которые наблюдались при низких энергиях и обсуждались в разд. 10.5. Распределение почти симметричное, но довольно широкое, что указывает на присутствие несимметричного расщепления. Эта доля увеличивается с ростом энергии. Массовое число, соответствующее максимуму распределения, существенно меньше половины массы ядра-мишени. Это доказывает, что большое число нуклонов, главным образом нейтронов, испускается последовательно в цепочке событий, ведущих к образованию продуктов деления, выделяемых радиохимически. Это число может достигать 20, как видно из табл. 9.

Стивенсон с сотрудниками [98] отметили, что при высоких энергиях массовые распределения не совсем симметричны. Если произвести отражение правого крыла кривой, соответствующего редким землям, относительно точки, являющейся «очевидным центром массового распределения продуктов деления», то полученные таким образом точки окажутся существенно ниже значений выходов на левом крыле массовой кривой, соответствующих легким элементам. Этот эффект заметен на рис. 23, где наблюдаемая кривая изображена сплошной линией, а отраженная — пунктиром.

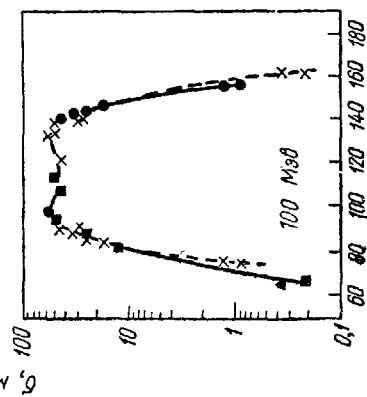
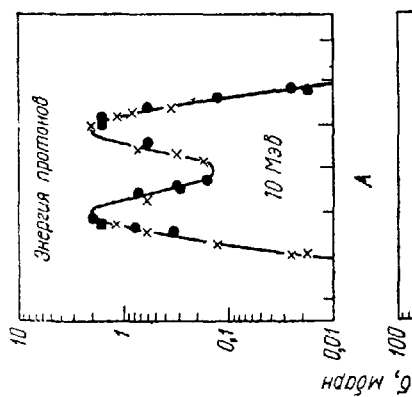
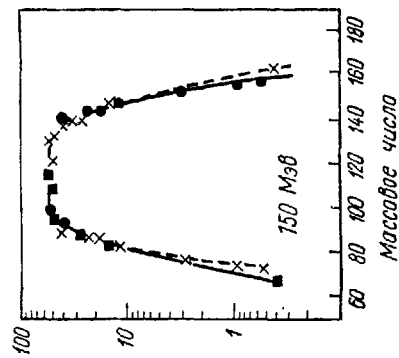
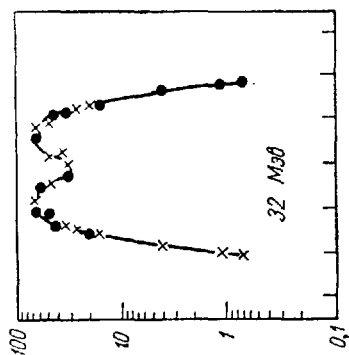
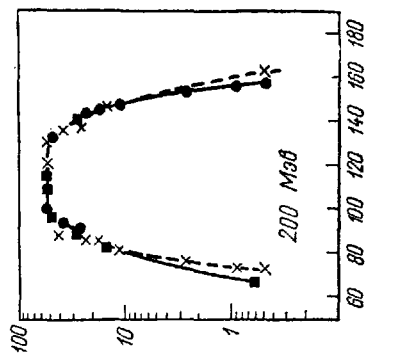
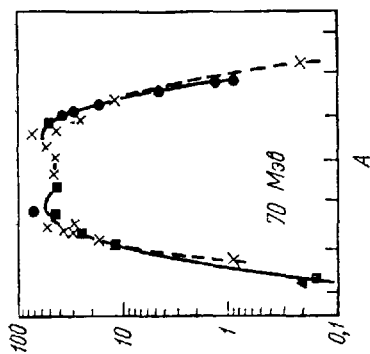
Продукты деления с низким атомным весом являются нейтронно-избыточными. Для больших атомных весов эти продукты относятся к долине β -стабильности или даже располагаются в стороне от нее, в области нейтронно-дефицитных ядер. Распределение заряда при делении в области высоких энергий лучше согласуется с предположением Геккермана и Перлмана [84] о постоянном отношении массы к заряду, чем гипотеза равных длин цепей распада, которая описывает массовые распределения при делении урана тепловыми нейтронами.

Фольгер, Стивенсон и Сиборг [84] обнаружили, что проведенный ими радиохимический анализ выходов не позволяет определить одно «наиболее вероятное делящееся ядро», а лишь группу таких ядер. Даутетт и Темплтон [105] пришли к аналогичному выводу, изучая продукты деления методом ядер отдачи.

Исследования авторов этой работы показали, что пробеги осколков деления при высоких энергиях меньше, чем при тепловом делении (см. разд. 6.4). Энергия, вносимая в ядро частицей высокой энергии, не переходит в кинетическую энергию осколков; кинетическая энергия определяется взаимным кулоновским отталкиванием осколков. Уменьшение энергии кулоновского отталкивания происходит из-за того, что масса и заряд делящегося ядра уменьшаются предварительным испусканием нейтронов и протонов. Или, если деление наблюдается до того, как излишек энергии израсходуется на испускание нейтронов, разлетающиеся осколки сами мгновенно теряют большое число нейтронов из-за испарения, так что осколки соответственно получаются с меньшей кинетической энергией. Авторы этого исследования считают испускание нейтронов до деления более вероятным процессом.

Радиохимический метод использовался для определения выходов отдельных продуктов деления в зависимости от энергии налетающих частиц [102, 106, 107]. Линднер и Осборн [106] показали, что богатые нейтронами изотопы Ba^{139} , Zr^{97} и Ag^{111} , которые составляют заметную долю среди продуктов деления при низких энергиях, с увеличением энергии сначала понемногу увеличивают свои выходы, но затем происходит их уменьшение (рис. 24). Нейтронно-дефицитные изотопы Ni^{66} , Ba^{131} и Ba^{128} являются типичными представителями продуктов деления при высоких энергиях. Их выходы резко растут при энергиях выше 50 Мэв (рис. 25).

Существует заметный минимум на кривой массового распределения между самым тяжелым из продуктов деления и продуктами ядерных реакций, которые лежат поблизости от исходного ядра-мишени, отличаясь от него на несколько массовых единиц. Весь этот интервал массовых чисел исследовали не так тщательно, как следовало бы, но существует достаточное количество данных по сечениям для изотопов таких элементов, как уран, протактиний, торий, актиний и т. д. Выходы этих изотопов были бы значительно выше, если бы не деление. Различия между наблюдаемыми выходами и результатами расчетов по методу Монте-Карло, которые не учи-



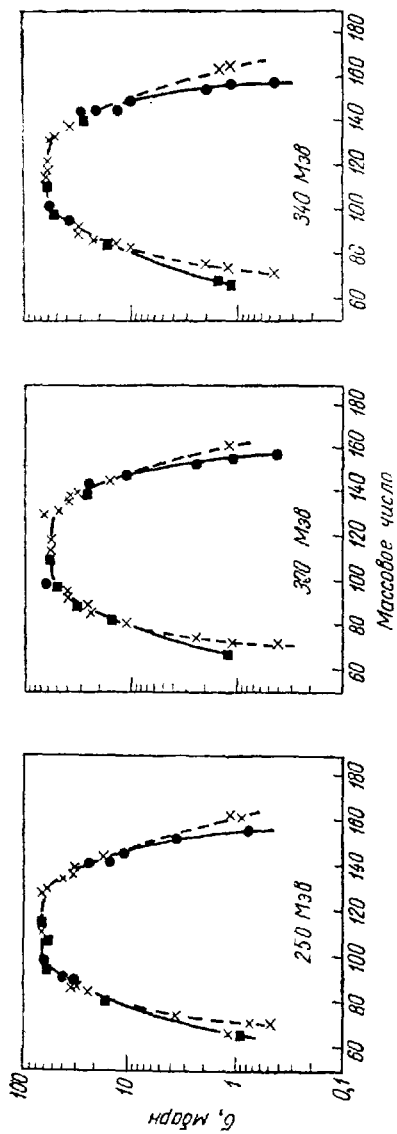


Рис. 23. Массовые распределения ядер-продуктов при облучении протонами разных энергий: ● — результаты работ [100]; ■ — данные работ [101, 102]; ▲ — данные работ [106]; × — отраженные точки.

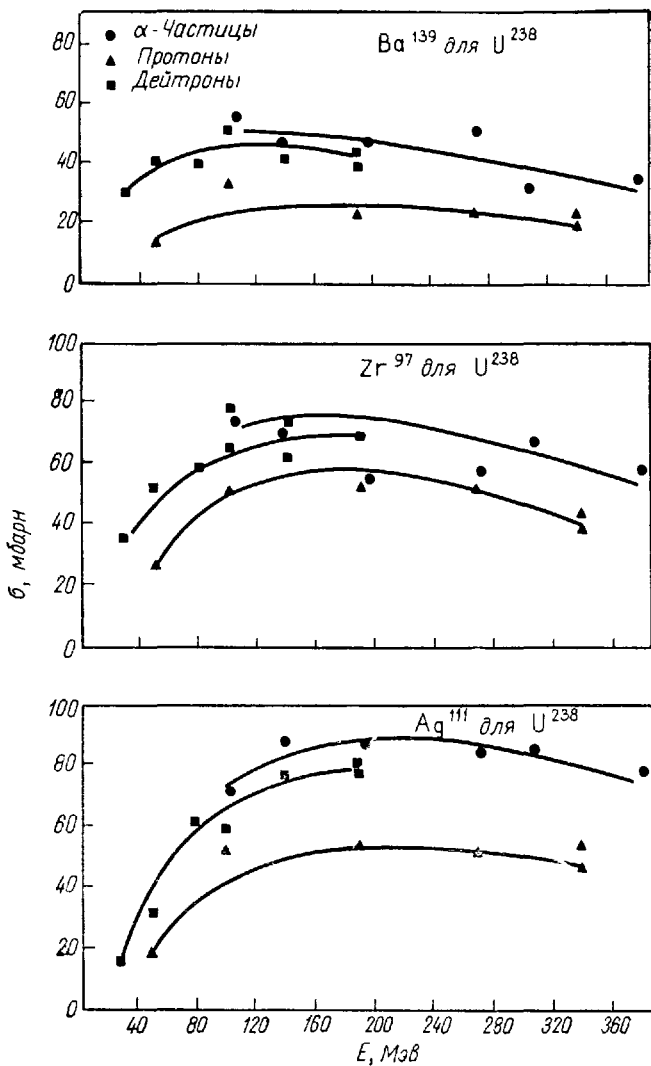
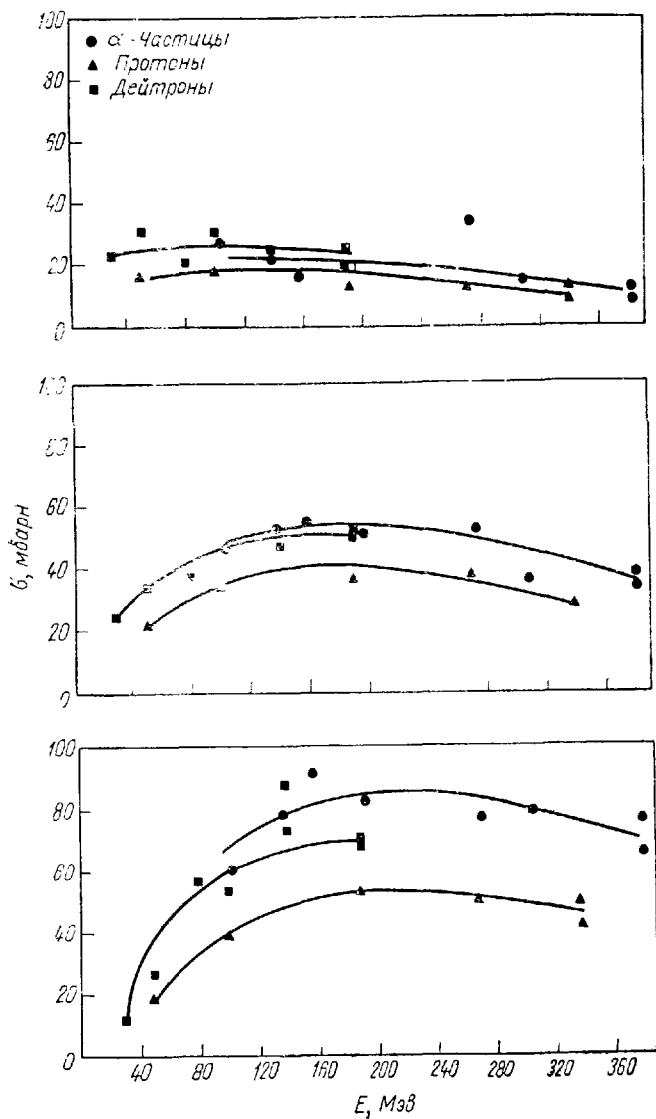


Рис. 24. Зависимость от энергии сечений образования не- U^{238} и Th^{232} . По оси абсцисс отложена



которых нейтронно-избыточных изотопов-осколков деления энергия налетающих частиц [106].

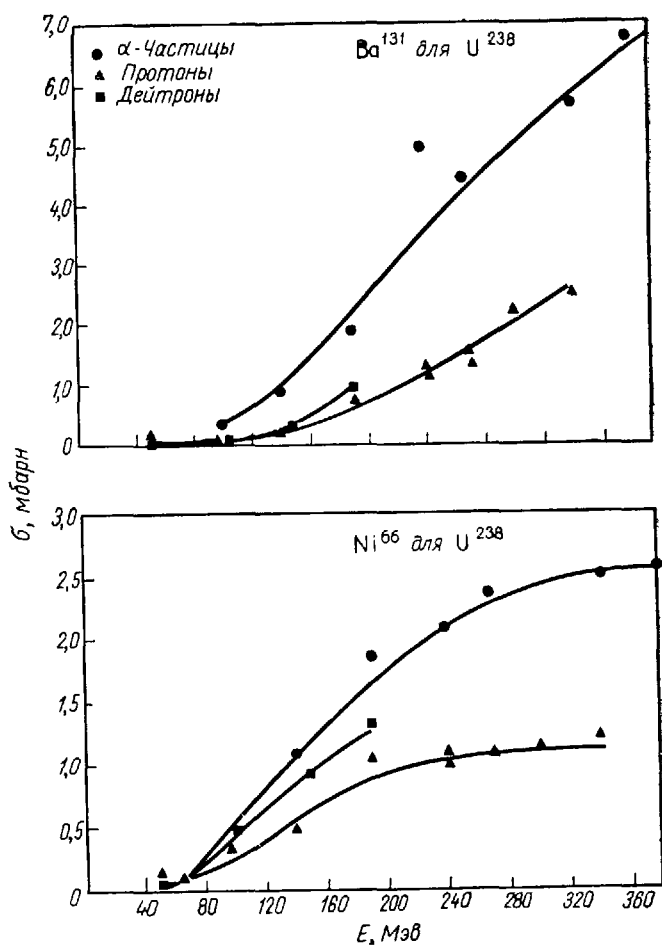
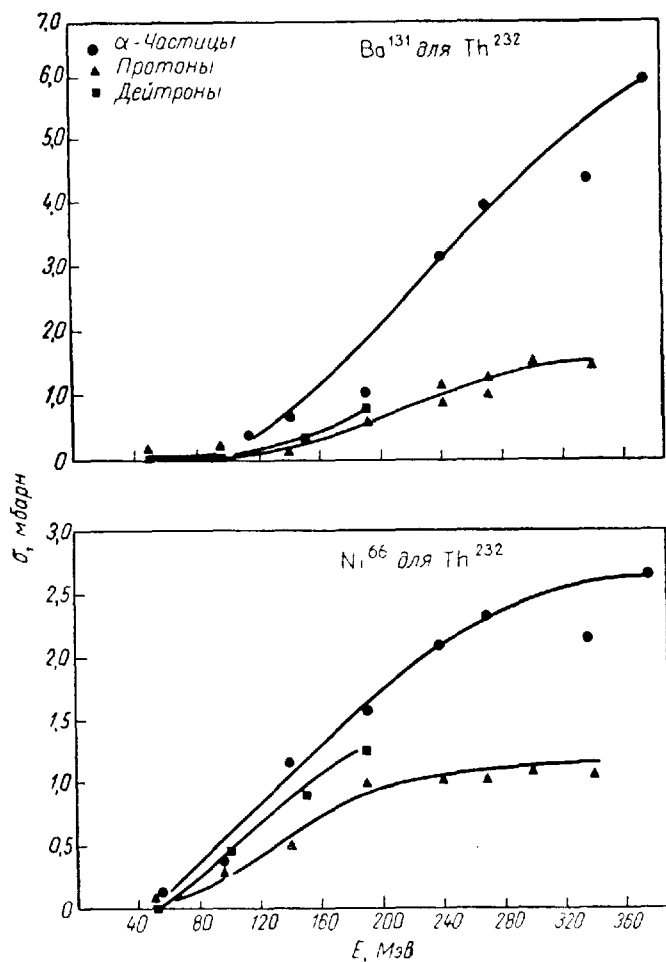


Рис. 25. Зависимость от энергии сечений образования не-
U²³⁸ и



которых нейтронно-дефицитных изотопов при делении Th^{232} [106].

тывают конкуренции деления (или учитывают ее в зависимости от меняющихся предположений о вероятности деления), играют важную роль при оценке истинной природы деления (см. разд. 11.4). Эти выходы важны и с практической точки зрения, поскольку многие изотопы этих элементов можно получить лишь при облучении тяжелых элементов частицами высоких энергий, или по крайней мере такой способ является наиболее удобным. Результаты некоторых важных измерений, выполненных Линднером и Осборном [107], приведены в табл. 16 и на рис. 26—28. Лаврухина и Родин [108] измеряли выходы 42 изотопов при облучении урана протонами с энергией 660 Мэв. Некоторые их результаты приведены в табл. 17. Пэйт и Пошканцер [109] также исследовали выходы основных продуктов ядерных реакций при очень высоких энергиях (табл. 18).

Рудстем и Паппас [110] произвели детальный количественный анализ обширных радиохимических данных по продуктам деления урана протонами с энергией 170 Мэв для того, чтобы проверить, как

Таблица 16

Выходы (мбарн) основных продуктов расщепления при бомбардировке урана и тория протонами с энергией 340 Мэв

Изотоп	Выход из урановой мишени	Выход из ториевой мишени
Np ²³⁹	0,46±0,05	—
Np ²³⁶	1,7±0,1	—
U ²³⁷	85	—
U ²³²	<4	—
U ²³⁰	0,35±0,12	—
U ²²⁹	0,060±0,005	—
U ²²⁸	0,038±0,002	—
Pa ²³⁵	21±2	—
Pa ²³²	8,7±1	2,6±1,2
Pa ²³⁰	5,1±0,5	4,2±0,3
Pa ²²⁸	1,7±0,2	1,7±0,2
Pa ²²⁷	0,71±0,06	1,0±0,2
Th ²³⁴	1,8±0,7	—
Th ²³¹	2,4±0,1	68±3
Th ²²⁸	2,9±0,9	30±3
Th ²²⁷	3,3±0,4	22±5
Th ²²⁶	2,7±0,2	17±0,3
Ac ²²⁸	0,62±0,08	28±0,1
Ac ²²⁷	—	14±0,8
Ac ²²⁶	0,54±0,09	10±1,6
Ac ²²⁵	0,62±0,13	14±3
Ac ²²⁴	1,05±0,05	12,5±0,9
Ra ²²⁸	0,043	—
Ra ²²⁷	—	>0,7
Ra ²²⁶	0,26±0,02	2,1±0,5
Ra ²²⁴	0,58±0,18	8,0±1,5
Ra ²²³	0,48±0,11	6,7±1,4
At ²¹⁰	1,2	2,4
Pb ²¹⁰	1,7	13
Bi ²¹⁰	1,6	26

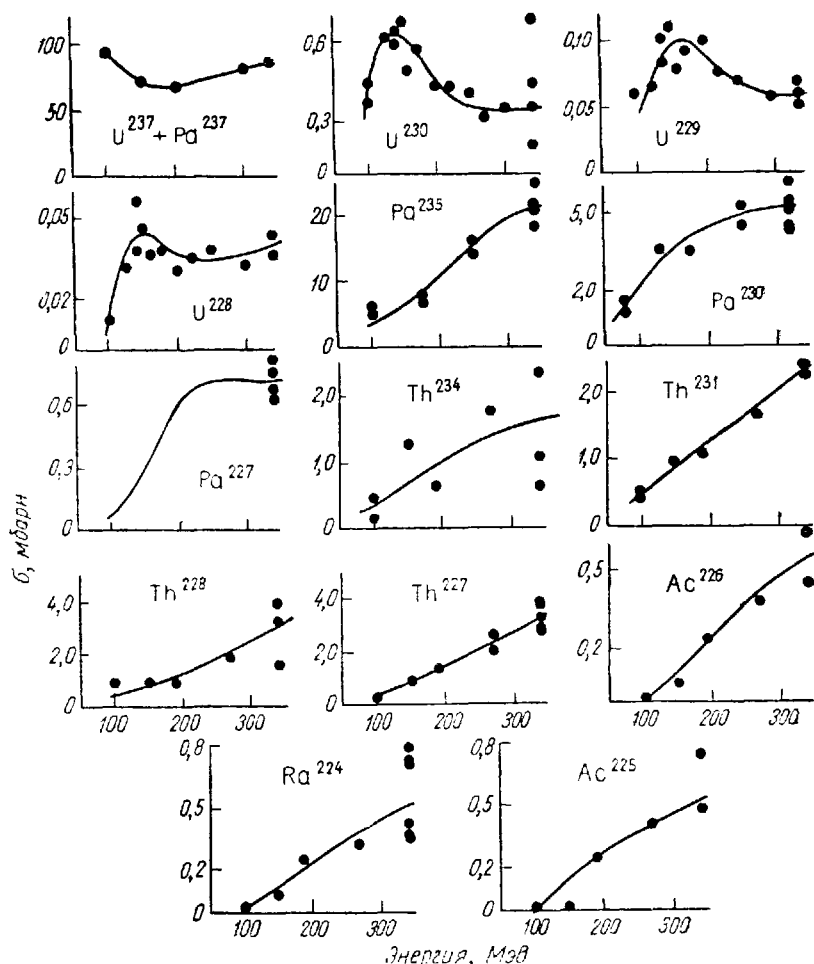


Рис. 26. Зависимость от энергии сечений образования некоторых ядер-продуктов при взаимодействии U^{238} с протонами [107].

основные представления о природе деления при высоких энергиях согласуются с экспериментальными результатами. Этот анализ во многом схож с работой Линднера и Туркевича по изучению продуктов реакций на уране (см. разд. 11.4). Полезно сделать небольшой обзор основных предположений, используемых при таком анализе.

Предполагается, что начальным этапом реакции является нуклонный каскад, приводящий к испусканию нескольких нуклонов и образованию возбужденных ядер с широким распределением по энергиям возбуждения. Для количественного расчета этих рас-

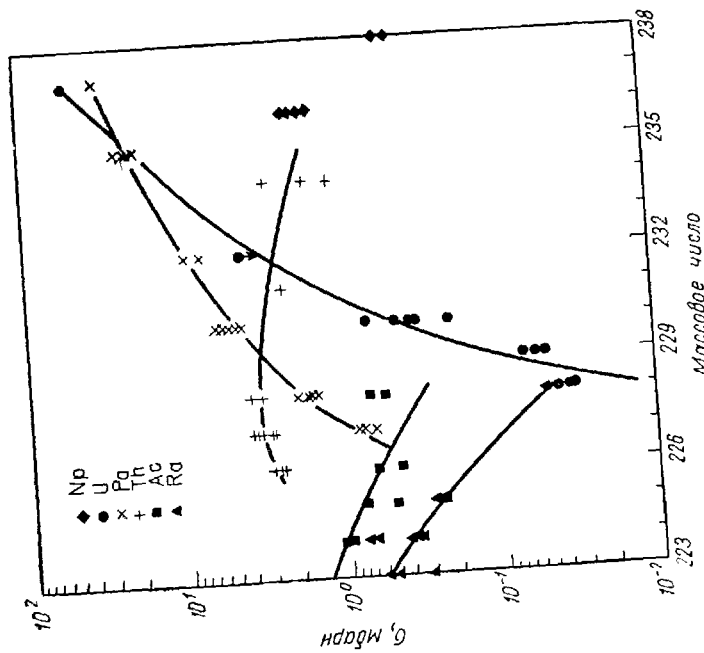


Рис. 27. Зависимость сечения образования продуктов распада ядра U^{238} при облучении протонами с энергией 340 Мэв [107].

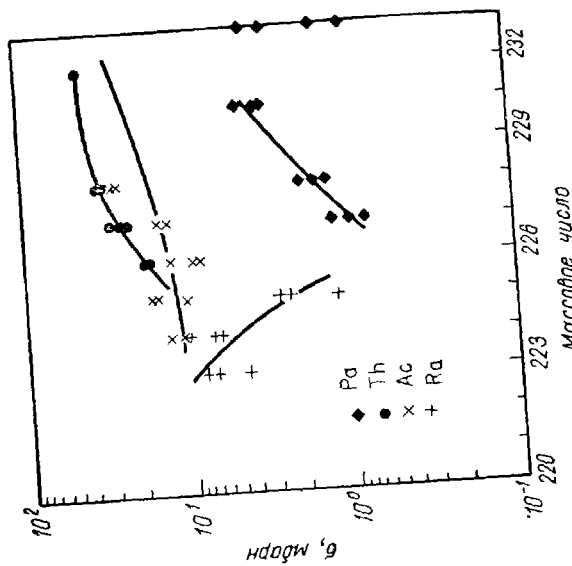


Рис. 28. Зависимость сечения образования продуктов распада Th^{232} при облучении протонами с энергией 340 Мэв [107].

Выход (мбарн) основных продуктов расщепления при бомбардировке урана протонами с энергией 660 Мэв

Изотоп	Выход	Изотоп	Выход
Np ²³⁶	3,4	Ra ²²³	8
Np ²³⁴	2,2	Fr ²¹²	0,2
U ²³⁷	22	At ²¹¹	1,2
U ²³⁶	0,26	At ²⁰⁷	0,2
Pa ²³⁴	13	Po ²¹⁰	2,6
Pa ²³³	8,7	Po ²⁰⁷	1,7
Pa ²³²	1,7	Po ²⁰⁶	0,3
Pa ²²⁸	0,4	Po ²⁰⁴	3,7
Th ²³⁴	4,7	Bi ²¹²	0,3
Th ²³¹	12	Bi ²¹⁰	1,1
Ac ²²⁶	4,8	Bi ²⁰⁸	0,9
Ac ²²⁵	1,5	Bi ²⁰⁴	0,52
Ra ²²⁶	7,8	Bi ²⁰³	0,15
Ra ²²⁴	14		

пределений использовали вычисления Метрополиса. Предполагается, что энергия возбуждения расходуется главным образом на деление и эмиссию нейтронов за исключением небольшой части, идущей на γ -излучение в заключительных этапах процесса. Для каждого возбужденного ядра предполагается существование характеристической вероятности деления и нейтронной эмиссии. Считается, что эти относительные вероятности следуют тем же систематическим тенденциям, которые наблюдаются у тяжелых элементов при средних энергиях возбуждения. Если происходит испускание нейтронов, то остаточное ядро имеет еще такую высокую энергию возбуждения, что может произойти деление и снова эмиссия нейтронов. На каждой стадии существует конкуренция между делением и нейтронной эмиссией. Это важная черта обсуждаемой модели, причем по предположению конкуренция деления и нейтронной эмиссии следует тем же самым основным закономерностям, что и при меньших энергиях. Дальнейшее предположение заключается в том, что любое ядро может делиться одним из двух различных способов, а именно симметричным или асимметричным, относительная вероятность которых систематически зависит от атомного заряда, массы и, что особенно важно, от энергии возбуждения. Это следует из экспериментальных данных для разных делящихся ядер. При любой энергии возбуждения распределения осколков симметричного и асимметричного деления по массам и зарядам имеют тот же вид, что и при низких энергиях.

Подход Рудстема и Паппаса по существу заключается, во-первых, в расчете распределения делящихся ядер по нуклонному составу и энергии возбуждения, а во-вторых, в оценке относительного вклада асимметричного и симметричного деления для каждого делящегося ядра. В-третьих, он включает подбор массовых кривых при

низких энергиях для симметричного и асимметричного способов деления ядра с данным зарядом и массой. Наконец, эти факторы комбинируют для получения предсказаний относительно полного массового распределения, которое можно сравнить с радиохимическими результатами. Было получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Это согласие нечувствительно к довольно большим вариациям параметров делимости. Главный вывод состоит в том, что деление тяжелых элементов типа урана частицами с энергией несколько сот мегаэлектронвольт ничем существенным не отличается от деления при энергиях несколько десятков мегаэлектронвольт.

Как мы увидим ниже, в области энергий порядка нескольких гигаэлектронвольт это не так. Рассмотрим теперь взаимодействие ядер урана с протонами, ускоренными до энергии несколько миллиардов электронвольт. Экспериментальные результаты в этой области энергий очень неполны, и мы не можем привести ничего похожего на полную массовую кривую. Многие важные характеристики реакции выпадают из рассмотрения. Но даже по результатам предварительных исследований ясно, что характер реакции качественно отличается от того, что обсуждалось до сих пор.

Шудде [111] и Карнаган [112] измерили выходы примерно 60 радиоактивных изотопов при облучении урана протонами с энергией 5,7 Гэв на бэватроне в Беркли (табл. 19). Достровский [113] и Пэйт и Фридлендер [114] исследовали выходы таких продуктов, как астатин, протактиний и радий, при бомбардировке урановых мишеней протонами с энергией 1—3 Гэв на космотроне в Брукхэйвене. Фридлендер и др. [115] измеряли сечения образования бария, цезия и рубидия для многих значений энергии бомбардирующих протонов в интервале от 100 Мэв, до 6,2 Гэв. Александер, Балцингер и Галлахер [116] произвели детальное исследование выходов и пробегов изотопов иода при облучении урановых мишеней протонами при энергиях 0,5—6,4 Гэв.

Выход изотопов во всем интервале массовых чисел соответствует сечениям в несколько миллибарн или выше. Все еще наблюдается максимум при значении массового числа примерно 110, что указывает на важную роль двойного деления, но область продуктов деления уже не отделяется от более легких и более тяжелых продуктов «долинами» с малым выходом. Выходы в области значений масс 100—140 при 5,4 Гэв ниже, чем при 340 Мэв, а для масс меньше 100 и больше 140 они заметно выше. Выход Na^{24} при 5,7 Гэв в 200 раз выше, чем при 340 Мэв, для P^{32} он в 250 раз выше, чем при 480 Мэв, для Fe^{59} в 20 раз выше, чем при 340 Мэв, для Ba^{210} в 10 раз выше, чем при 340 Мэв и т. д.

Каретто, Хьюдис и Фидлендер [117] измеряли сечения образования Na^{24} и F^{18} при облучении урановых мишеней для разных протонных энергий вплоть до 6 Гэв. Они сравнивали эти числа с данными других ядер-мишеней. Соответствующие функции возбуждения быстро растут при увеличении протонной энергии выше поро-

**Сечения образования различных изотопов при облучения
урана протонами с энергией 5,7 Гэв**

Изотоп	Сечение образования*, мбарн	Тип выхода
Be ⁷	15,0	Кумулятивные
Na ²²	2,4	То же
Na ²⁴	12,0	»
Mg ²⁸	3,8	»
Si ³¹	2,4	»
P ³²	1,8	Независимые
P ³³	0,87	Кумулятивные
S ³⁵	3,7	То же
S ³⁸	0,77	»
Cl ^{34m}	1,1	»
Cl ³⁸	4,5	Независимые
Cl ³⁹	2,5	Кумулятивные
K ⁴²	7,3	Независимые
K ⁴³	4,5	Кумулятивные
K ^{44, 45}	2,9	То же
Ca ⁴⁵	5,6	»
Ca ⁴⁷	1,6	»
Mn ⁵² (5,7 дня)	1,3	Независимые
Mn ⁵⁶	7,1	Кумулятивные
Fe ⁵²	0,045	То же
Fe ⁵⁹	3,7	»
Co ⁶¹	6,5	»
Ni ⁶⁵	2,8	»
Ni ⁶⁶	1,6	»
Cu ⁶¹	0,53	»
Cu ⁶⁴	5,4	Независимые
Cu ⁶⁷	4,0	Кумулятивные
Zn ^{69m}	2,0	То же
Zn ⁷²	0,68	»
Ga ⁶⁸	7,1	Независимые.
Ga ⁷²	5,4	То же
Ga ⁷³	6,1	Кумулятивные
Mo ⁹⁹	42,0	То же
Ru ¹⁰³	28,0	»
Ru ¹⁰⁵	28,0	»
Ru ¹⁰⁶	25,0	»
Pd ¹⁰⁹	23,0	»
Pd ^{111m}	2,7	»
Pd ¹¹¹	7,2	»
Pd ¹¹²	1,15	»
Ag ^{110m}	3,0	Независимые
Ag ¹¹¹	21,5	Кумулятивные
Ag ¹¹²	9,5	Независимые
Ag ¹¹³	15,0	Кумулятивные
Ag ¹¹⁵	7,3	То же
Cd ^{115m}	9,5	»
Cd ¹¹⁵	28,0	»
Cd ^{117m}	13,0	»
In ¹¹¹	5,9	»
In ^{114m}	4,8	Независимые

Изотоп	Сечение образования*, мбарн	Тип выхода
Ba ¹²⁶	20,0	Кумулятивные
Ba ¹⁴⁰	32,9	То же
La ¹⁴⁰	0,9	Независимые
La ^{132,133,141}	29,0	То же
Ta ¹⁷⁸	5,9	»
Ta ¹⁸³	8,6	Кумулятивные
Pb ^{204m2}	15,0	Независимые
Pb ²⁰⁹	3,9	Кумулятивные
Pb ²¹²	0,47	То же
Bi ²¹⁰	3,0	»

* Сечения деления калиброваны с помощью реакции, сечение которой принято равным 10,5 Мэв.

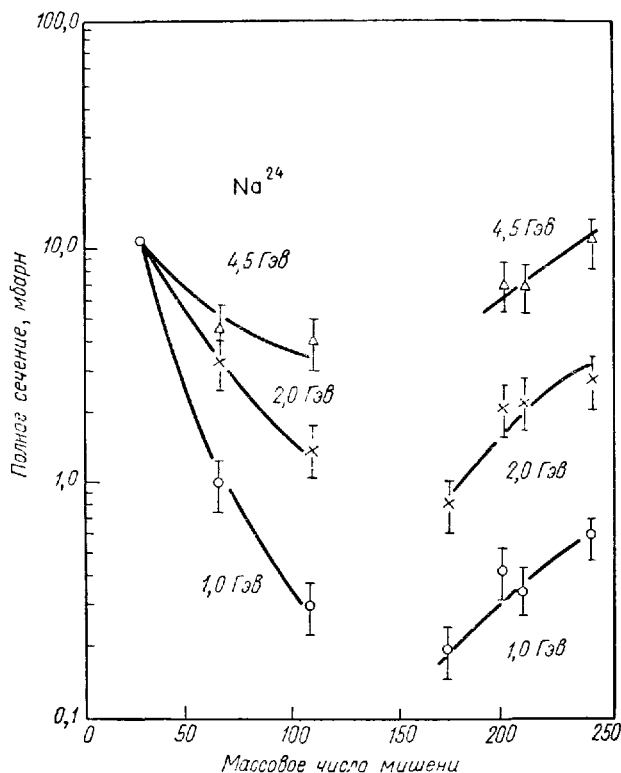


Рис. 29. Зависимость сечения образования Na^{24} от массы ядра-мишени. Крайние справа точки соответствуют урану [117]. В работе [118] приведены аналогичные кривые для облучения α -частицами с энергией 320, 500, 700 и 880 Мэв и протонами с энергией 700 Мэв.

гового значения, равного примерно $0,5 \text{ Гэв}$. На рис. 29 и 30 показаны зависимости сечения образования Na^{24} и F^{18} от массы ядра-мишени. Удивительной особенностью этих кривых является подъем сечения с увеличением массы ядра-мишени после минимума при $A = 170$. Креспо [118] тщательно исследовал методом ядер отдачи образование Na^{24} и Mg^{28} при облучении урана, золота и свинца частицами

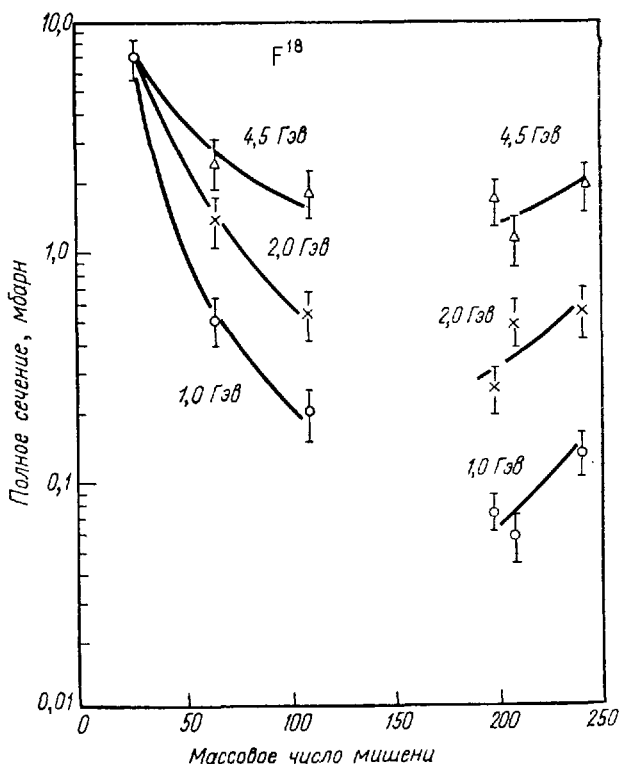


Рис. 30. Зависимость сечения образования F^{18} от массы ядра-мишени. Крайние правые точки соответствуют урану [117].

высоких энергий. Сопоставление данных показывает, что ядра-продукты в этом интервале массовых чисел образуются на тяжелых мишенях в результате фрагментации.

В области значений масс, соответствующей типичным продуктам деления, характерной чертой является слабая зависимость сечения образования ядра при переходе от одного изотопа данного элемента к другому. Шудде [111] обнаружил, что выход нейтронно-дефицитного изотопа Ba^{128} практически совпадал с выходом нейтронно-избыточного Ba^{140} . Александер и Галлахер [116] измерили выходы десяти изотопов йода от I^{121} до I^{135} и обнаружили, что все сечения образования лежат в узком интервале от 2,3 до 6,0 мбарн. Возмож-

но, что выход некоторых ядер-продуктов с большим нейтронным дефицитом может определяться процессом фрагментации, а не делением, но ясных экспериментальных указаний на это нет *.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bohr N. Nature, **137**, 344 (1936).
2. Serber R. Phys. Rev., **72**, 1114 (1947).
3. Goeckermann R., Perlman I. Phys. Rev., **76**, 628 (1949).
4. Ulam S., Von Neumann J. Bull., Amer. Math. Soc., **53**, 1120 (1947).
5. Goldberger M. L. Phys. Rev., **74**, 1269 (1948).
6. Bernardini G., Booth E. T., Lindenbaum S. J. Phys. Rev., **85**, 826 (1952); **88**, 1017 (1952).
7. Combe J. Nuovo cimento, **3**, 182 (1956).
8. Cuer P., Combe J. Compt. Rend., **238**, 1799 (1954), **239**, 351 (1954).
9. Meadows J. W. Phys. Rev., **98**, 744 (1955).
10. McManus H., Sharp W. T., Gellman H. Phys. Rev., **93**, 924 (1954).
11. Morrison G. C., Muirhead H., Rosser W. G. V. Philos. Mag., **44**, 1326 (1953).
12. Muirhead H., Rosser W. G. V. Philos. Mag., **46**, 652 (1955).
13. Rüdстам G. «Spallation of Medium Weight Elements», Thesis, Uppsala (1956).
14. Metropolis N. et al. Phys. Rev., **110**, 185 (1958); **110**, 204 (1958).
15. Bertini N. W. Phys. Rev., **131**, 1801 (1963).
16. Hess W. H. Rev. Mod. Phys., **30**, 368 (1958).
17. Weisskopf V. Phys. Rev., **53**, 295 (1937).
18. Blatt, Weisskopf. Theoretical Nuclear Physics (N. Y.: John Wiley and Sons, 1952).
19. Le Couteur K. J. Proc. Phys. Soc. (Lond.), **63A**, 259 (1950); **65A**, 718 (1952).
20. Yamaguchi Y. Prog. Theor. Phys., **5**, 142 (1950).
21. Fujimoto Y., Yamaguchi Y. Prog. Theor. Phys., **4**, 468 (1949); **5**, 76, 787 (1950).
22. Ericson T. Advances Phys., **9**, 425 (1960).
23. Rüdстам G. «Spallation of Medium Weight Elements», Thesis, Uppsala, 1956.
24. Dostrovsky I., Rabinowitz P., Bivens R. Phys. Rev., **111**, 1659 (1958).
25. Dostrovsky I., Fraenkel Z., Friedlander G. Phys. Rev., **116**, 683 (1959).
26. Barkas W., Tyren H. Phys. Rev., **89**, 1 (1953).
27. Deutsch R. W. Phys. Rev., **97**, 1110 (1955).
28. Bailey E. Thesis, Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL—3334 (1956), (не опубликовано).
29. Gross E. Univ. Calif. Rad. Lab. Reports UCRL-3330 and UCRL—3337 (1956), (не опубликовано).
30. Gilbert. Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL—2771 (не опубликовано).
31. Dostrovsky I., Fraenkel Z., Winsberg L. Phys. Rev., **118**, 781 (1960).
32. Fulmer C. B., Cohen B. L. Phys. Rev., **112**, 1672 (1958).
33. Dostrovsky I., Fraenkel Z., Rabinowitz P. Paper P/1515, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva (1958).
34. Bohr N., Wheeler J. A. Phys. Rev., **56**, 426 (1939).

* См. также обсуждение этого вопроса в работе Фридлендера с сотрудниками [115].

35. Huizenga J. R., Vandenbosch R. Chapter on Nuclear Fission, Nuclear Reactions, V. 2. P. M. Endt and P. B. Smith, Editors (Amsterdam: North Holland Publishing Co., 1962).
36. Lindner M., Turkevich A. Phys. Rev., **119**, 1632 (1960).
37. Lindner M., Osborne R. N. Phys. Rev., **103**, 378 (1956).
38. Heckrotte W. Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-2184 (revised).
39. Шамо́в В. П. «Докл. АН СССР», **103**, 543 (1955).
40. Pate B. D., Poskanzer A. M. Phys. Rev., **123**, 647 (1961).
41. Batzel R. E. Phys. Rev., **100**, 1286 (1955).
42. Lindner M. (Частное сообщение).
43. Miller J. M., Hudis J. Ann. Rev. Nucl. Sci., **9**, 159 (1959).
44. Caretto A. A., Friedlander G. Phys. Rev., **110**, 1169 (1958).
45. Markowitz S. S., Rowland F. S., Friedlander G. Phys. Rev., **112**, 1295 (1958).
46. Barr D. W. Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-3793 (не опубликовано).
47. Grover J. R. Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-3932 (1957); Phys. Rev., **126**, 1540 (1962).
48. Wolfgang R. et al. Phys. Rev., **103**, 394 (1956).
49. Kruger P., Sugarman N. Phys. Rev., **99**, 1459 (1955).
50. Porile N. T., Sugarman N. Phys. Rev., **107**, 1422 (1957).
51. Shudde R. H. Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-3419 (1956) (не опубликовано).
52. Carnahan C. L. Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-8020 (1957), (не опубликовано).
53. Yuan L. C. L., Lindenbaum S. J. Phys. Rev., **93**, 1431 (1954).
54. Lindenbaum S. J., Yuan J. C. L. Phys. Rev., **100**, 306 (1955).
55. Perfilov N. A., Lozhkin O. V., Shamov V. P., Перфилов Н. А., Ложкин О. В., Шамо́в В. П. «Усп. физ. наук», **60**, 3 (1960); **3** (60), 1—174 (1960).
56. Ложкин О. В. «Труды Радиового института АН СССР», Л., 1957.
57. Porile N. T., Sugarman N. Phys. Rev., **107**, 1422 (1957).
58. Hadley J., Yrok H. F. Phys. Rev., **80**, 345 (1950).
59. Deutsch R. W. Phys. Rev., **97**, 1110 (1955).
60. Bailey E. Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-3334 (1956).
61. Лаврухина А. К., Родин С. С. «Радиохимия», **2**, 83 (1960).
62. Willoughby D. S. Phys. Rev., **101**, 324 (1956).
63. Steiner H. M., Jungerman J. A. Phys. Rev., **101**, 810 (1956); Steiner H. M. Thesis, Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-3258 (1956).
64. Jungerman J. Phys. Rev., **79**, 632 (1950).
65. Fairhall A. W. Phys. Rev., **102**, 1335 (1956).
66. Porile N. T., Sugarman N. Phys. Rev., **107**, 1422 (1957).
67. Hess W. N., Patterson H. W., Wallace R. Proc. Health Phys. Soc., **1**, 133—140 (1956).
68. Kelly E. L., Wiegand C. Phys. Rev., **73**, 1135 (1948).
69. Goldanskii V. I., Репкина V. S., Тагитов Е. З. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **29**, 778 (1955); «Ж. эксперим. и теор. физ.», **2**, 677 (1966).
70. Иванова Н. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 413—415 (1956); **4**, 365 (1957); «Докл. АН СССР», **103**, 373, 593 (1955).
71. Иванова Н. С. В кн. «Материалы конференции АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июня 1955 г. Москва».
72. Перфилов Н. А. Там же.
73. De Carvalho H. G. et al. Nuovo cimento, (10) **25**, 880 (1962).
74. Перфилов Н. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **14**, 623 (1962).
75. Иванова Н. С., Пьянов И. И. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 416 (1956); English translation in Sov. Phys. JETP **4**, 367 (1957).
76. Остроумов В. И. «Докл. АН СССР», **103**, 409 (1955).
77. Перфилов Н. А. и др. В кн. «Материалы конференции АН СССР по мирному использованию атомной энергии. 1—5 июля 1955 г. Москва».
78. Шамо́в В. П., Ложкин О. В. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **2**, 111 (1956).

79. Денисенко, Иванова и др. Phys. Rev., **109**, 1779 (1958); Перфилов Н. А., Денисенко Г. Ф. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **35**, 631 (1958).
80. Ложкин О. В., Перфилов Н. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **4**, 790 (1957).
81. Перфилов Н. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **38**, 716 (1960); **41**, 871 (1961).
82. Carvalho H. G. et al. Nuovo cimento (10) **27**, 468 (1963); Nucl. Phys., **53**, 345 (1964).
83. Perlman I. et al. Phys. Rev., **72**, 352 (1947).
84. Goeckermann R. H., Perlman I. Phys. Rev., **76**, 628 (1949).
85. Billee W. F. Ph. D. Thesis, Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-2067.
86. Kruger P., Sugarman N. Phys. Rev., **99**, 1459 (1955); Jodra L. G., Sugarman N. Phys. Rev., **99**, 1470 (1955).
87. Виноградов А. Н. и др. В кн. «Материалы конференции АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Москва».
88. Калымин А. В. и др. «Атомная энергия», **4**, 196 (1958).
89. Porile N. T., Sugarman N. Phys. Rev., **107**, 1410 (1957); **107**, 1422 (1957).
90. Sugarman N., Campos M., Wielgoz K. Phys. Rev., **101**, 388 (1956).
91. Wolfgang R. et al. Phys. Rev., **103**, 394 (1956).
92. Мурин А. Н. и др. В кн. «Материалы конференции АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1—5 июля 1955 г. Москва».
93. Павловская Ф. И., Лаврухина А. К. «Атомная энергия», **5**, 791 (1956); «Ж. эксперим. и теор. физ.», **34** (7), 732 (1958).
94. Bennett W. E. Phys. Rev., **94**, 997 (1954).
95. Fairhall A. Phys. Rev., **102**, 1335 (1957).
96. Yamaguchi Y. Prog. Theoret. Phys. (Japan), **5**, 143 (1950).
97. O'Connor P. R., Seaborg G. T. Phys. Rev., **74**, 1189 (1948).
98. Folger R. L., Stevenson P. C., Seaborg G. T. Phys. Rev., **98**, 107 (1955).
99. Виноградов А. П. и др. В кн. «Материалы конференции АН СССР по мирному использованию атомной энергии. 1—5 июля 1955 г. Москва». Лаврухина А. К., Красавина Л. Д. «Атомная энергия», **2**, 27 (1957).
100. Stevenson P. C. et al. Phys. Rev., **111**, 886 (1958).
101. Hicks H. G. et al. Phys. Rev., **100**, 1284 (1955).
102. Hicks H. G., Gilbert R. S. Phys. Rev., **100**, 1286 (1955).
103. Rudstam G., Pappas A. C. Nucl. Phys., **22**, 468 (1961); Pappas A. C., Alstad J. J. Inorg. Nucl. Chem., **15**, 222 (1960); **17**, 195 (1961); Pappas A. C., Aagaard P., Hagebø E. (Не опубликовано).
104. Павловская Ф. И., Лаврухина А. К. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **34** (7), 732 (1958).
105. Douthett E. M., Templeton D. H. Phys. Rev., **94**, 128 (1954).
106. Lindner M., Osborne R. N. Phys. Rev., **94**, 1323 (1954).
107. Lindner M., Osborne R. N. Phys. Rev., **103**, 378 (1956).
108. Лаврухина А. К., Родин С. С. «Радиохимия», **2**, 83 (1960).
109. Pate B., Roskanzer A. Phys. Rev., **123**, 647 (1961).
110. Rudstam G., Pappas A. C. Nucl. Phys., **22**, 468 (1961).
111. Shudde R. H. Ph. D. Thesis, Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-3419 (1956).
112. Carnahan C. L. Thesis, Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-8020, 1957.
113. Dostrovsky J. (Не опубликовано).
114. Pate B. D., Friedlander G. Bull. Amer. Phys. Soc. II, **2**, 198 (1957) (Не опубликовано).
115. Friedlander G. et al. Phys. Rev., **129**, 1809 (1963).

116. Alexander J., Baltzinger C., Gallagher M. F. Phys. Rev., **129**, 1826 (1963).
117. Caretto A. A., Hudis J., Friedlander G. Phys. Rev., **110**, 1130 (1958).
118. Crespo V. P. Ph. D. thesis, Univ. Calif. Rad. Lab. Report UCRL-9683, 1961; Crespo V. P., Alexander J., Hyde E. K. Phys. Rev., **131**, 1765 (1963).

12

ФОТОДЕЛЕНИЕ

12.1. ВЕРОЯТНОСТЬ ФОТОДЕЛЕНИЯ

Деление тяжелых ядер в результате поглощения электромагнитной энергии было предсказано Бором и Уилером в 1939 г. [1]. Впервые процесс фотоделения наблюдали в 1941 г. Хексби и др. [2], которые бомбардировали уран и торий γ -квантами с энергией 6,1 Мэв по реакции $F^{19}(p, \alpha\gamma)O^{16}$ и определили сечение деления этих двух элементов 3,5 и 1,7 мбарн соответственно. Их результаты были подтверждены Аракацу с сотрудниками [3].

Исследования фотоядерных реакций затруднены ограниченным числом источников монохроматических γ -квантов требуемой интенсивности; поэтому экспериментаторы вынуждены использовать тормозной пучок высокой интенсивности, который можно получить с помощью бетатрона, синхротрона и линейного электронного ускорителя. Первые исследования этого типа были выполнены Балдвином и Клайбером [4] на бетатроне с энергией 100 Мэв. Они исследовали деление в урановых и ториевых образцах, наблюдая за ионизационными импульсами, которые производились осколками деления в ионизационной камере. Для подавления импульсов от ионизации, произведенной огромным пучком γ -квантов, пришлось использовать двойную ионизационную камеру. Делящийся материал содержался в одной из двух камер. Акты деления регистрировались только, когда ионизация в этой камере была много больше, чем во второй. Методика двойной камеры широко использовалась во многих исследованиях по изучению фотоделения.

Балдвин и Клайбер [4] наблюдали заметное сечение деления в уране и тории, причем делимость первого оказалась почти в два раза больше. Непосредственные экспериментальные данные в таких опытах представляют собой зависимость сечения от максимальной энергии тормозного пучка, которое само по себе не очень показательно. Наблюдаемое сечение можно записать в виде

$$\sigma_{\text{ин}} = \int_0^{E_{\text{макс}}} \sigma(E) N(E, E_{\text{макс}}) dE, \quad (1)$$

где $E_{\text{макс}}$ — максимальная энергия тормозного пучка; $\sigma(E)$ — поперечное сечение для моноэнергетических γ -квантов с энергией E ; $N(E, E_{\text{макс}})$ — число фотонов с энергией E в тормозном спектре с максимальной энергией $E_{\text{макс}}$. Если $N(E, E_{\text{макс}})$ и $\sigma_{\text{ин}}$ как функции $E_{\text{макс}}$ точно известны, можно вычислить $\sigma(E)$ в диапазоне от E до $E_{\text{макс}}$. Функция $N(E, E_{\text{макс}})$ была рассчитана Бете и Гайтлером [5]. Точное выражение для распределения фотонов довольно сложное, но в первом приближении $N(E, E_{\text{макс}})$ можно оценить с помощью соотношения

$$EN(E, E_{\text{макс}}) = \text{const.} \quad (2)$$

Используя это приближенное соотношение для тормозного спектра и располагая достаточно подробным набором экспериментальных значений интегрального сечения при различных значениях $E_{\text{макс}}$, можно рассчитать $\sigma(E)$ методом «фотонной разности», описанным в работе [6]. Применение метода фотонной разности было упрощено в работе Пенфолда и Лейсса [7], которые для таких вычислений развили метод обратной матрицы.

Балдвин и Клайбер [4] опубликовали свою работу, прежде чем были разработаны методы обработки [6, 7]. Тем не менее они получили кривую $\sigma(E)$ для фотоделения урана или тория с помощью более приближенной вычислительной процедуры, но в принципе подобной упомянутым выше более точным методам расчета. Важнейший результат их работы состоит в установлении факта, что сечение быстро растет от значения порога, близкого к 5 Мэв, до максимального значения при 18—20 Мэв и затем круто падает. Выше 30 Мэв сечение деления незначительно. Более поздние работы обнаружили сравнительно узкий пик поперечного сечения при более низких величинах энергии, но в целом находятся в удовлетворительном согласии с этими результатами. Кроме того, измерения эмиссии фотонейтронов на тории и уране также показали наличие аналогичного максимума для выхода реакции в виде широкого резонанса вблизи 15 Мэв. Эти результаты свидетельствуют о том, что фотоядерный процесс и на очень тяжелых ядрах характеризуется «гигантским» дипольным резонансом, который является фундаментальным и наиболее замечательным свойством фотоядерных реакций, присущим всем элементам периодической системы. Исчерпывающего объяснения природы этого высокочастотного резонанса поглощения γ -квантов нет. Правда, имеется значительный успех в применении модели независимых частиц к объяснению фотоядерного резонанса для легких элементов. Так, теоретики в общих чертах выяснили природу остаточных взаимодействий между частицами заполненных оболочек и достигли прогресса в расчетах по модели независимых частиц в этом случае. Возможно, расчеты фотоядерного поглощения удастся распространить и на более сложные ядра. В этом направлении были выполнены работы Уилкинсоном [8, 9]. Значительный интерес к свойству гигантского резонанса у тяжелых ядер проявили Гольдгабер и Теллер [10].

Они выдвинули теоретическое истолкование, основанное на предположении, что все ядро в целом принимает участие в дипольном колебании, которое состоит в движении массы протонов в направлении, противоположном движению нейтронов с фиксированной резонансной частотой. Обсуждение весьма интересных теоретических достижений в области фотоядерных процессов, однако, выходит за пределы нашего обзора. Мы сошлемся лишь на несколько превосходных обзоров [8—14].

Энергия возбуждения, вносимая в тяжелые ядра типа U^{238} при фотопоглощении, расходуется на испускание нейтронов или на деление, соотношение между которыми определяется вероятностью деления и испарения для каждого участка цепочки последовательных актов эмиссии нейтронов. Если это соотношение справедливо, можно дать следующие определения, употребляя общепринятую терминологию

$$\sigma_{tot} = \sigma_{\gamma, \gamma'} + (\sigma_{\gamma, n} + \sigma_{\gamma, 2n} + \dots) + (\sigma_{\gamma, f} + \sigma_{\gamma, nf} + \sigma_{\gamma, 2nf} + \dots), \quad (3)$$

где $\sigma_{\gamma, nf}$ — обозначает сечение деления, которое происходит после испускания одного нейтрона (тогда смысл других членов очевиден)

$$\sigma_{\gamma, F} = \sigma_{\gamma, f} + \sigma_{\gamma, nf} + \sigma_{\gamma, 2nf} + \dots; \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma, N} = & (\sigma_{\gamma, n} + 2\sigma_{\gamma, 2n} + 3\sigma_{\gamma, 3n} + \dots) + \\ & + \bar{\nu}\sigma_{\gamma, f} + (1 + \bar{\nu})\sigma_{\gamma, nf} + (2 + \bar{\nu})\sigma_{\gamma, 2nf} + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

где $\bar{\nu}$ — среднее число нейтронов, испускаемых при делении, которое приблизительно равно 2,5. Это значение $\bar{\nu}$ не нужно смешивать со средним числом нейтронов, соответствующих каждому единичному акту деления, которые происходят в массе облучаемого материала. Эта терминология была введена Гиндлером, Хойзенгой и Шмиттом [15].

В большинстве экспериментальных работ измеряли величины $\sigma_{\gamma, F}$ или $\sigma_{\gamma, N}$, другие сечения можно получить косвенным анализом. Обсудим некоторые данные, начав с измерения $\sigma_{\gamma, F}$. Использовали три основных метода. В первом методе применяли предложенную Балдвином и Клайбером [4] дифференциальную ионизационную камеру. Этот метод также применяли Огле и Браун [16], Лазарева с соавторами [17], Кац, Берг и Браун [18].

Второй метод основан на собирании осколков деления из фольги тяжелого элемента и на анализе радиоактивности продуктов деления. Этот метод был разработан Мак-Эллинеем и Огле [19], Андерсоном и Даффилом [20], Уинхолдом и Халперном [21].

Третий метод заключается в радиохимическом анализе продуктов деления, присутствующих в мишени из тяжелых элементов после облучения известным потоком фотонов. Этот метод был использован Даффилом и Хойзенгой [22], Кацем с соавторами [23], Гиндлером,

Хойзенгой и Шмиттом [15], Шмиттом и Даффиллом [24] и другими. Согласие между результатами различных авторов вполне удовлетворительное.

На рис. 1 приведены результаты пересчета данных, полученных в работе [18] при измерениях с ионизационной камерой, в сечение фотоделения в зависимости от энергии фотонов по методу разности фотонов, упоминавшемуся выше.

Мы еще остановимся на некоторых деталях кривой фотоделения после того, как обсудим исследования фото-нейтронов.

Выход фотонейтронов можно измерить пересчетом числа нейтронов или с помощью радиохимического анализа продуктов, образующихся после испускания нейтронов. Первый метод определяет поперечное сечение $\sigma_{\gamma, N}$, тогда как следующие измерения $\sigma_{\gamma, n}$ или $\sigma_{\gamma, 2n}$ зависят от того, какие ядра выбраны для анализа. Для регистрации нейтронов некоторые исследователи [17, 25] используют счетчик, наполненный

BF_3 , окруженный большой массой парафина для замедления нейтронов до энергий, к которым особенно чувствителен детектор. При этом возникают достаточно сложные экспериментальные проблемы — калибровка эффективности счета и исключение нейтронов фона. Уинхолд и Халперн [21] измеряли выход нейтронов по наведенной ими активации. Экспериментальная кривая выхода нейтронов имеет такой же вид, как и для фотоделения, а в ходе поперечного сечения также проявляется гигантский резонанс.

Поперечное сечение образования нейтронов, однако, больше, чем сечение деления. Кривая $\sigma_{\gamma, N}$ в области порога в случае наиболее тяжелых элементов ведет себя совсем не так, как $\sigma_{\gamma, N}$ для висмута или еще более легких мишеней. В последнем случае при облучении мишеней γ -квантами с энергией, меньшей энергии связи нейтронов, испускания нейтронов не происходит. В мишени из тяжелых элементов при энергии фотонов ниже энергии связи нейтронов могут происходить деления. Обусловленный ими вклад в наблюдаемое сечение $\sigma_{\gamma, N}$ будет описываться членом $\nu\sigma_{\gamma, f}$ в уравнении (5).

Радиохимические измерения сечения реакции $\text{U}^{238}(\gamma, n)\text{U}^{237}$ сделаны Даффиллом и Хойзенгой [22], Гиндлером и др. [15]. В последней работе была также изучена реакция $\text{Th}^{232}(n, \gamma)\text{Th}^{231}$.

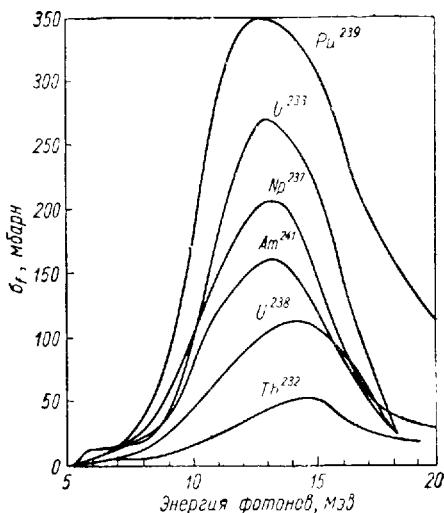


Рис. 1. Зависимость сечения фотоделения от энергии фотонов [18].

Обсуждение относительной вероятности фотоделения, определяемой дробью $\sigma_{\gamma,f}/\sigma_{\gamma,f} + \sigma_{\gamma,n}$, представляет определенный интерес. Сравним наиболее прямые данные радиохимических измерений $\sigma_{\gamma,n}$ с величинами $\sigma_{\gamma,f}$, измеренными ионизационной камерой или радиохимическим методом. Некоторые величины этого отношения для U^{238} и Th^{232} при энергии фотонов 7—11 Мэв приведены в табл. 1. В табл. 1 приведены также данные об относительной вероятности фотоделения, полученные из результатов измерения $\sigma_{\gamma,n}$ [17]. В последнем случае относительная вероятность фотоделения известна с меньшей надежностью из-за неопределенности числа нейтронов деления $\bar{\nu}$. При энергии фотонов 7—12 Мэв, которые находятся в области между порогами реакций (γ, n) $(\gamma, 2n)$, относительную вероятность фотоделения можно взять в качестве меры отношения Γ_n/Γ_f (см. разд. 10.4). На рис. 15 гл. 10 приведены отношения ширины Γ_f и Γ_n , полученные из фотоядерных данных, при изучении реакций с заряженными частицами и нейтронных сечений при энергии 3,0 Мэв. Сравнение показывает, что все три источника информации дают согласующиеся результаты (см. рис. 16 гл. 10). Сечения реакций (γ, n) и (γ, f) и относительная вероятность фотоделения сильно изменяются между 5 и 7 Мэв, коррелирующими с положением порогов фотоделения и эмиссии нейтронов. Детальное обсуждение этих нерегулярностей и корреляций для мишеней U^{235} и Th^{232} провели Гиндлер и др. [15].

Таблица 1

Относительная вероятность фотоделения тория и урана

$E, \text{ Мэв}$	U^{238}				Th^{232}		
	[1]	[2]	$\frac{[3]}{\bar{\nu}=2,5}$	$\frac{[3]}{\bar{\nu}=?}$	[1]	$\frac{[3]}{\bar{\nu}=2,5}$	$\frac{[3]}{\bar{\nu}=3}$
7	—	—	0,24	0,28	—	0,18	0,20
8	0,21	0,25	0,22	0,24	0,10	0,14	0,15
9	0,17	0,21	0,19	0,21	0,08	0,10	0,11
10	0,18	0,16	0,23	0,26	0,08	0,08	0,08
11	0,20	0,18	0,23	0,26	0,08	0,08	0,08

1. Gindler, Huizenga, Schmitt, Phys. Rev., **104**, 425 (1956).
2. Duffield, Huizenga, Phys. Rev., **89**, 1042 (1953).
3. Лазарева Л. Е. См. [17].

С этой точки зрения мы хотим остановиться на изучении процесса фотодезинтеграции U^{235} , которое дает значительную информацию о сечениях фотоделения и испускания фотонейтронов в диапазоне энергий от 9 до 22 Мэв, конечно, без подробного анализа, который выходит за пределы данной работы. В этом исследовании [26] пучок монохроматических фотонов был получен методом «аннигиляции позитронов на лету». Быстрые позитроны производились на линейном электронном ускорителе с энергией 26 Мэв. Энергию позитронов

можно изменять, в результате чего удалось получать монохроматические фотоны в диапазоне энергий от 9 до 18 Мэв. Зависимость сечения фотodelения от энергии приведена на рис. 2. На рис. 3

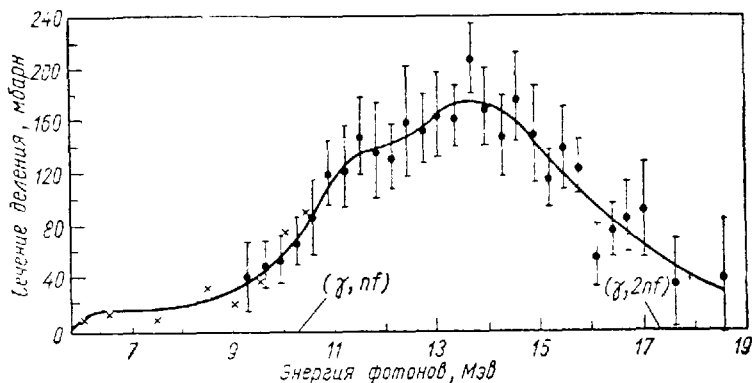


Рис. 2. Сечение фотodelения U^{235} по данным работы [26]:
● — данные эксперимента авторов с фотонами, полученными методом аннигиляции позитронов на лету; × — результаты измерений с тормозным пучком фотонов.

показаны результаты анализа этих авторов. Интересной особенностью является наличие двух пиков в области гигантского резонанса в общем сечении фотodelезинтеграции. Это свойство есть характерный

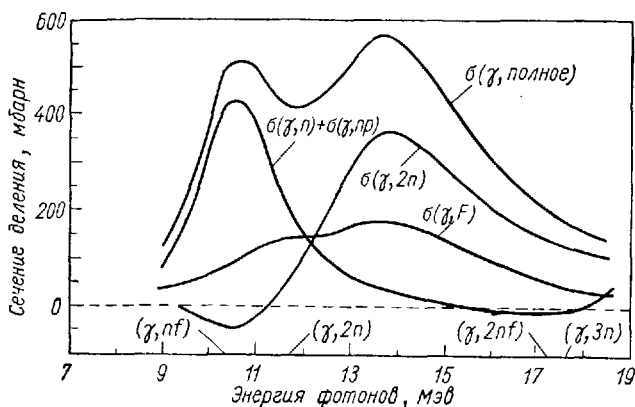


Рис. 3. Результаты разложения полного сечения фотodelезинтеграции U^{235} на отдельные компоненты согласно работе [26]. Отрицательные значения сечений являются следствием неточности анализа.

признак ядер сфероидальной формы (типа U^{235}). Согласно гидродинамическому рассмотрению Даноша [27] и Окамото [28], гигантский дипольный резонанс может быть расщеплен на две компонен-

ты. Этот эффект наблюдался ранее при фотодезинтеграции некоторых деформированных редкоземельных элементов. Другой интересный результат анализа [26] состоит в том, что отношение $\Gamma_f/\Gamma_n = 1,0$ при энергии фотонов $7,0 \text{ Мэв}$; оно значительно превосходит величину этого отношения в области энергии от 6 до 10 Мэв .

Описанный выше оригинальный метод получения монохроматических фотонов в широком диапазоне энергий, несомненно, найдет применение в будущих исследованиях процесса фотодезинтеграции.

Относительная вероятность фотоделения и отношение Γ_f/Γ_n можно вычислить для других элементов. Для этой цели используют результаты опубликованных измерений сечения деления, производившихся относительно сечения деления U^{238} . Балдвин и Клайбер [4] установили верхний предел (10^{-2} мбарн) для сечения фотоделения золота, висмута, свинца, самария, таллия и вольфрама. Мак-Эллиней и Огле [10] измерили относительный выход фотоделения некоторых делящихся материалов по отношению к U^{238} методом собирания продуктов деления. Для протонов в диапазоне энергий от 12 до 22 Мэв были получены следующие результаты: U^{238} (1,00 — стандарт), U^{235} (1,49); U^{233} (2,49); Pu^{239} (2,51); Th^{232} (0,26); Th^{230} (0,85). Хойзенга, Гиндлер и Даффил [29] измерили относительный выход фотоделения при энергии бетатрона 12; 17 и 20 Мэв . Для регистрации актов деления они применяли сцинтилляционный счетчик с кристаллом из сернистого цинка. Относительные вероятности деления при 17— 20 Мэв составили U^{238} (1); Th^{232} (0,31); U^{236} (1,43); U^{235} (2,40); U^{237} (1,82); U^{233} (2,54); Np^{237} (2,40); Pu^{239} (3,17). Эти результаты сопоставимы с данными работы [19], за исключением случая Pu^{239} . Результаты относительной делимости для энергии 12 Мэв использовали для вычисления отношения Γ_n/Γ_f , значения которого приведены на рис. 15 гл. 10. Все эти данные указывают на сильное влияние Z или Z^2/A на вероятности фотоделения. Кажется, что нет никакой специфики в относительной вероятности испускания нейтронов и деления для компаунд-ядер, возбужденных в результате фотопоглощения, по сравнению с распадом аналогичных компаунд-ядер, образованных другими способами. Итак, детальное обсуждение влияния ядер нуклонного состава на делимость и его следствия, которое было рассмотрено в разд. 10.4, можно распространить и на фотоделение.

Даффилд, Шмитт и Шарп [30], сравнивая делимости Ra^{226} и U^{238} показали, что отношение Γ_n/Γ_{tot} в случае Ra^{226} составляет 0,003, откуда $\Gamma_n/\Gamma_f \sim 330$. В этом опыте мишени облучались тормозными γ -квантами с энергией 25 Мэв . Шугерман [31] сообщил, что сечение фотоделения (для тормозных γ -квантов с максимальной энергией 85 Мэв) висмута в 1000 раз меньше по сравнению с сечением U^{238} .

Рассмотрим некоторые особенности функций возбуждения фотоделения и реакции (γ, n). В работах [20, 4, 21, 24] было отмечено наличие небольших нерегулярностей в виде максимума в сечении фотоделения тория и урана в районе 6 Мэв . На первый взгляд кажется, что нет никакой уверенности в реальности этого эффекта

из-за ошибок и неопределенности, присущих методу фотонной разности. Однако многое указывает, что этот «резонанс» вполне реальный эффект, хотя и значительно меньший по сравнению с гигантским резонансом при 14 Мэв. Особенно веский аргумент дали экспериментальные исследования Кларка и Хойзенги [32], продолженные Хойзенгой и др. [33], которые облучали мишень γ -квантами по реакции $F^{19} (p, \alpha \gamma) O^{16}$. Спектр γ -квантов в этой реакции представляет собой смесь трех монохроматических линий с энергией 6, 14, 6,91 и 7,11 Мэв, причем отношение интенсивностей отдельных линий $\left(\frac{I_{6,14}}{I_{6,91} + I_{7,11}} \right)$ в случае тонкой мишени (CaF_2) может быть измерено в широких пределах подбором энергии протонов. Некоторые данные, полученные в этой работе, приведены в табл. 2. Важным результатом является то обстоятельство, что сечение при 6,14 Мэв выше, чем при 7,0 Мэв, для U^{236} и почти одинаково для Th^{232} и U^{238} при этих энергиях. Итак, почти не остается сомнений в том, что максимум сечения фотоделения ниже 7 Мэв, по крайней мере для некоторых ядер, — вполне реальное явление. Масштаб этой нерегулярности, правда, невелик (см. рис. 5). Де Карвалью с соавторами [34] разработали методику измерения сечения фотоделения и углового распределения осколков с помощью фотоэмульсии, помещаемой в пучок монохроматических γ -квантов из реакции (n, γ) . Источником γ -квантов служат различные конверторы, загружаемые в канал теплового ядерного реактора. Для фотонов с энергией 6,413, 6,550, 6,753 Мэв, которые образуются в реакции $Ti (n, \gamma)$, измеренные ими сечения фотоделения для тория и урана составили 5,5 и 9,2 мбарн соответственно.

Таблица 2

Сечение фотоделения γ -квантами с энергией 6,14 и 7 Мэв [33]

Ядро	$\sigma_{6,14}(\gamma, f)$ мбарн	$\sigma_{7,0}(\gamma, f)$ мбарн	$\sigma_6(\gamma, f)/\sigma_7(\gamma, f)$
Th^{232}	9 ± 3	9 ± 3	1,00
U^{233}	13 ± 4	44 ± 14	0,31
U^{234}	5^{+10}_{-2}	52 ± 16	0,10
U^{235}	16 ± 5	33 ± 10	0,49
U^{236}	35 ± 11	28 ± 9	1,26
U^{238}	13 ± 4	15 ± 5	0,89
Np^{237}	31 ± 10	45 ± 14	0,69

Было предложено несколько объяснений природы максимума при 6 Мэв, но ни одно из них не является полностью удовлетворительным. Энергия связи нейтрона практически совпадает с положением максимума и представляет собой порог для испускания нейтронов, поэтому наступающий при больших энергиях спад в сечении деления можно рассматривать как результат конкуренции реакции (γ, n) . В ядрах типа Th^{232} реакция (γ, n) составляет делению сильную конкуренцию и при постоянном сечении поглощения

фотонов сечение деления должно падать, как только станет энергетически возможным процесс эмиссии нейтронов. В более тяжелых делящихся ядрах этот эффект меньше. Используя таблицу атомных масс, энергию связи нейтронов можно оценить довольно точно. Однако кажется, что нет регулярного соответствия между энергией связи нейтронов и наличием (или отсутствием) провалов в сечении деления для ядер, приведенных в табл. 2. Энергия связи последнего нейтрона в U^{234} и U^{236} , для примера, составляет 6,84 и 6,46 Мэв соответственно, однако сечение деления первого растет между 6,14 и 7,0 Мэв, в то время как второго — проваливается.

Второе возможное объяснение может состоять в изменении механизма фотопоглощения. Вероятно, что ниже 6 Мэв квадрупольное поглощение больше, чем дипольное. Поскольку рассматриваемые здесь ядра эллипсоидальные с большими квадрупольными моментами, такой механизм может оказаться правдоподобным. Этот вопрос обсуждается в работе [35]. Некоторые эксперименты, проводимые в СССР [8,36—38], посвященные изучению углового распределения осколков при фотоделении U^{238} для энергии 9,4 Мэв, показывают, что в угловом распределении

$$I(\theta) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^4 \theta \quad (6)$$

постоянные c и b сравнимы. Это свидетельствует о том, что квадрупольное поглощение нельзя игнорировать. Однако Кац, Берг и Браун [9] позднее тщательно исследовали угловое распределение осколков деления U^{238} и Th^{232} и не нашли необходимым вводить квадрупольный эффект для объяснения своих результатов. Они констатировали, однако, что квадрупольное распределение надежно исключить нельзя. Ситуацию по этому вопросу, которая сложилась на основе опубликованных сообщений, еще более осложнили эксперименты Форкмана и Юхансона [39]. Они не обнаружили за пределами статистических ошибок наличия квадрупольной компоненты при делении U^{238} тормозными γ -квантами с максимальной энергией 10 Мэв, но установили большой (21%) вклад квадрупольного распределения при фотоделении того же U^{238} монохроматическими γ -квантами с энергией 6,1 Мэв.

Наконец, Карвальо с соавторами [34] также измерили угловое распределение осколков при фотоделении урана и тория γ -квантами с энергией 6,61 Мэв, источником которых служит реакция (n, γ) на титане, и нашли едва ощутимый вклад квадрупольного члена.

Требуются дальнейшие исследования для решения вопроса об истинной природе фотоделения в области энергий 5—7 Мэв.

Мы уже упоминали об угловых распределениях осколков при фотоделении. Одно из наиболее интересных открытий при фотоделении состоит в том, что четно-четные ядра U^{238} и Th^{232} имеют резко выраженный пик вероятности вылета осколков под углом 90° к направлению падающего пучка фотонов. Эта анизотропия макси-

мальна на пороге фотodelения и быстро исчезает с увеличением энергии фотонов. Эффекты угловой корреляции осколков более полно обсуждались в разд. 10.9.1.

Определение порога фотodelения представляет некоторый интерес, так как оно является прямым измерением энергии активации для деления. Первое исследование такого рода было выполнено Кохом и др. [40], которые изучали вероятность деления с помощью дифференциальной ионизационной камеры и сообщили значения порогов, приведенные в табл. 3 гл. 6. Эти результаты не согласуются с представлениями классической модели жидкой капли. Франкель и Метрополис [41] на электронно-вычислительной машине рассчитали пороги деления в рамках модели жидкой капли Бора и Уилера [42]. Согласно последней, порог определяется как разность энергии капли в двух состояниях: исходной сферы и формы, отвечающей седловой точке. Вычисленные величины порогов во всех случаях, исключая Pu^{239} , оказались выше и, кроме того, обнаружили более сильную зависимость от Z^2/A , чем экспериментальные данные. Экспериментальные величины порога деления, найденные из кривых сечения деления под действием нейтронов, обнаруживают аналогичное противоречие с расчетом.

В связи с этим сопоставлением следует отметить два обстоятельства. Наиболее существенно, как было подчеркнуто во второй части, то, что представления, основанные на классической модели жидкой капли, не полны, в результате чего истинное расположение в пространстве деформаций всех низколежащих седловых точек и соответствующие им величины потенциальной энергии известны нам фактически со значительной неопределенностью. Кроме того, модель жидкой капли и сама ее природа являются большим упрощением, которое игнорирует эффекты индивидуальных частиц и возможные оболоченные структуры в ядрах. Нам известно, что эффект оболочечной структуры является весьма существенным. Сильная равновесная деформация в основном состоянии ядра урана и других тяжелых ядер является веским доказательством в пользу этого. Отсюда ясно, что в более реальной модели ядра потенциальная энергия в седловой точке будет отличаться от результатов расчета Франкеля и Метрополиса [41] или других авторов, которые исходили из идеальной модели жидкой капли.

Второе замечание касается того, что квантовомеханическому описанию процесса деления не свойственно понятие порога в действительном смысле слова, поскольку у ядер, возбуждение которых ниже классического порога, имеется определенная (хотя и малая) вероятность проницаемости через потенциальный барьер с последующим делением. Это положение схематически поясняется с помощью рис. 12 гл. 2. Вероятность барьерного деления, как и следовало ожидать, имеет экспоненциальную зависимость от энергии. В таком случае экспериментальный «порог» просто становится мерой предела наблюдаемости актов деления. Последние эксперименты подтверждают это в полной мере. Кац, Берг и Браун [18] увеличили

Пороги фотоделения — минимальные значения энергии, при которой зарегистрированы акты деления

Ядра	[40]	[18]	Ядра	[40]	[18]
Th ²³²	5,40	5,16	Np ²³⁷	—	4,74
U ²³³	5,18	4,82	Pu ²³⁹	5,31	4,73
U ²³⁵	5,31	—	Am ²⁴¹	—	5,31
U ²³⁸	5,08	4,60			

чувствительность методики так, что акты деления удалось наблюдать с заметной скоростью вплоть до энергии γ -квантов, приведенных в табл. 3 (колонка 3). Эти значения много ниже более ранних данных Коха, Мак-Эллинея и Гастейгера [40]. Более важным по сравнению с этими числами является вид кривой выхода и кривой сечения, полученной из нее, который уверенно показывает, что фотоделение, наблюдающееся при этих низких энергиях, является подбарьерным эффектом. Почти нет сомнения, что деление можно обнаружить и при более низких энергиях, если, например, достичь

большой чувствительности, используя более сильноточные электронные ускорители. Сечение деления уменьшается почти в 1000 раз при уменьшении энергии на 1 Мэв. Сечение деления для Th²³² и U²³⁸ меньше 1 мкбарн при значении порога, указанного Кацем, Бергом и Брауном [18].

Шмитт и Даффилд [43] с помощью радиохимического метода исследовали выходы продуктов деления U²³⁸ и Th²³² в пороговой области энергий. Их результаты подтвердили данные работы [18] и показали, что деление наблюдается при энергиях ниже 5,0 Мэв. Рассмотрим для примера рис. 4, который показывает выход нескольких типичных продуктов асимметричного деления как функцию максимальной энергии γ -квантов. Чувствительность

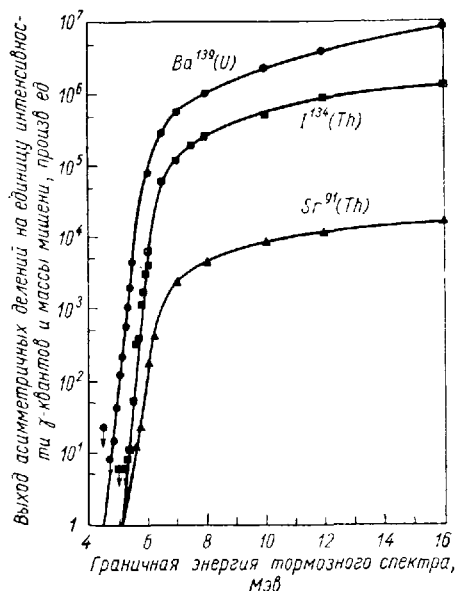


Рис. 4. Относительный выход некоторых типичных для асимметричного деления продуктов как функция граничной энергии тормозного спектра. Исследовали фотоделение естественного урана и тория [43].

радиохимического метода позволяет перекрыть громадный диапазон выхода реакции деления. Например, асимметричное фотodelение U^{238} обнаруживает способность к увеличению в 10^4 раз при возрастании бетатронной энергии от 4,8 до 6,0 Мэв. Авторы изучили также выход Cd^{117} , который был выбран в качестве меры вероятности симметричного деления; Cd^{117} лежит в самой впадине двугорбой кривой выхода при тепловом делении нейтронами U^{235} . Заслуживает внимания, что некоторая заметная вероятность симметричного деления наблюдается при весьма низких значениях энергии γ -квантов. Шмитт и Даффилд [43] также исследовали относительный вклад актов деления, сопровождающихся образованием Cd^{117} в зависимости от энергии электронов в бетатроне. Процентное содержание этих способов деления менее 0—24 Мэв.

Однако при изменении энергии обнаружили, что 1) вероятность симметричного деления Th^{232} становится исчезающе малой при максимальной энергии γ -квантов ниже 7,0 Мэв, например, при энергии бетатрона 6,5 Мэв выход Cd^{117} меньше, чем 0,0003 %, т. е. значительно меньше выхода 0,01 % при делении U^{235} тепловыми нейтронами; 2) вероятность симметричного деления U^{235} выше, чем Th^{232} при энергии ниже 10 Мэв; 3) вероятность симметричного деления U^{238} имеет постоянный максимум свыше 0,05 % при 6,0 Мэв.

Теоретическая интерпретация последних результатов отсутствует, хотя может иметь определенное отношение к возможному механизму квадрупольного поглощения около 6 Мэв.

Шмитт и Даффилд применили метод фотонной разности к выходам Ba^{139} и Cd^{115} при делении U^{238} , для вычисления сечения в зависимости от энергии фотонов. Соответствующие кривые показаны на рис. 5. Интересная особенность — подтверждение малого резонанса при 6,0 Мэв, который наблюдался в измерениях с ионизационной камерой.

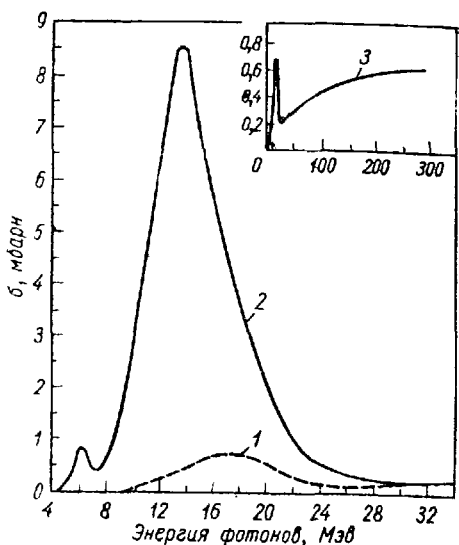


Рис. 5. Сечение образования продуктов деления Ba^{139} и Cd^{115} , представляющих асимметричный и симметричный способы деления U^{238} (γ, f). Кривые получены из зависимости выхода от граничной энергии с помощью метода фотонной разности [43].

1 — симметричное U^{238} (γ, f) Cd^{115} ; 2 — анти-симметричное U^{238} (γ, f) Ba^{139} ; 3 — симметричное U^{238} (γ, f) Cd^{115} .

1 % в диапазоне энергий

Преобладание гигантского резонанса в функции возбуждения для фотоделения показывает, что большинство делящихся ядер получает энергию возбуждения около 14 Мэв, даже когда максимальная энергия тормозного пучка значительно больше. Мы сможем предполагать, что кривая выхода масс будет совпадать с наблюдаемой при бомбардировке заряженными частицами, когда компаунд-ядра возбуждаются примерно до 14 Мэв. Это соображение подтверждается фактами. Шмитт и Шугерман [44] изучили выход 26 цепочке распада осколков при делении мишени урана, облучаемой тормозным пучком γ -квантов с максимальной энергией 48, 100 и 300 Мэв.

Кроме того, они измерили соотношение пик—впадина для пучка фотонов 7, 10, 16 и 21 Мэв. Рихтер и Кориэлл [45] использовали образцы урановой соли как мишени на линейном ускорителе, дающем электроны с энергией 16 Мэв. В этих опытах урановая мишень служила одновременно источником γ -квантов и поглотителем. Радиохимические исследования были проведены для выходов 19 цепочек. Некоторые продукты были также выделены из мишени, бомбардируемой электронами с энергией 19 Мэв. Кац с соавторами измерили выход 12 продуктов деления урана на бетатроне при энергиях 12, 18 и 22 Мэв. При этом, выходы Ba^{139} , характеризующего асимметричное деление и Cd^{115} , характеризующего симметричное деление, были измерены с интервалом 1 Мэв в диапазоне от 8 до 24 Мэв. Даффилд с соавторами [41] выделили много продуктов из урановой мишени при бомбардировке пучком электронов с энергией в интервале от 5,5 до 8,0 Мэв. Дал и Паппас [48] изучили выходы продуктов деления урана при 31 Мэв. Спенс [49] измерил также выход осколков фотоделения U^{235} при 20 Мэв. Каннингем и др. [50] измерили суммарный выход почти 12 продуктов и независимые выходы четырех продуктов при фотоделении U^{238} и Th^{232} тормозным пучком с энергией 23 Мэв.

Таблица результатов этих исследований и интеграция результатов приведены в работе [51]. Рассмотрим только основные результаты.

Распределение имеет два типичных максимума. Выводы, которые имеют принципиальное значение, заключаются в следующем:

1. Выход ядер с массовыми числами от 77 до 84, которые представляют асимметричное разделение масс, существенно выше, чем соответствующие выходы при делении U^{235} тепловыми нейтронами. Выход масс 83 и 84 увеличивается в 2—3 раза при увеличении максимальной энергии γ -квантов от 5,5 до 300 Мэв.

2. Выходы в районе легкого и тяжелого пиков приблизительно равны соответствующим выходам, наблюдающимся при делении U^{238} нейтронами спектра деления или при делении U^{235} нейтронами с энергией 14 Мэв.

3. Тонкая структура, которая, как было показано, присутствует при тепловом делении нейтронами U^{235} с массами 100 и 134

(см. гл. 4), обнаруживается также и при фотоделении. Рихтер и Корнэлл [45] также сообщили о пике вблизи массового числа 133.

4. Построение плавной кривой выхода масс осколков предполагает следующее среднее число нейтронов $\bar{\nu}$: при 8,0 Мэв $\bar{\nu} = 2,0$ для асимметричных способов деления, $\bar{\nu} = 1,0$ — для симметричных способов деления; при 10 и 16 Мэв $\bar{\nu} = 3$, в то время как при 48 Мэв $\bar{\nu} = 4$.

5. Выход продуктов симметричного деления (с массовыми числами от 112 до 126) значительно меньше, чем при тепловом делении U^{235} . Изменение отношения пик — впадина — функция максимальной энергии фотонов приведено в табл. 4. Имеется некоторый разброс в экспериментальных данных, но основная тенденция — заполнение провала — проявляется отчетливо при увеличении энергии возбуждения. При тщательном исследовании выхода Cd^{117} как функции энергии γ -квантов в интервале от 5,3 до 8,0 Мэв (с шагом 0,2 Мэв между точками) Шмитт и Даффилд [43] показали существование для U^{238} максимума при энергии γ -квантов 6,0 Мэв. Такой максимум не наблюдается при изучении выхода продуктов деления Th^{232} .

Таблица 4

Положения пиков распределения масс осколков и отношения пик — впадина в случае фотоделения урана и тория

Делящиеся ядра	Среднее массовое число				Литература
	Максимальная энергия γ -квантов, Мэв	Легкий пик	Тяжелый пик	Отношение пик — впадина	
Cf^{252}	Спонтанное деление	108	139	> 600	—
U^{235}	Медленные нейтроны	95	139	650	—
U^{238}	Быстрые нейтроны (спектр деления)	98	139	200	—
Th^{232}	69	91	138	10	[1]
U^{238}	5,5	98	138	200	[2]
U^{238}	8,0	98	138	310	[2]
U^{238}	10,0	97	137	200	[3]
U^{238}	12,0	—	—	64	[4]
U^{238}	16	97	137	125, 43	[3, 5]
U^{238}	22	95	139	16, 20	[3, 4]
U^{238}	48	97	138	13	[3]
U^{238}	100	97	138	9	[3]
U^{238}	300	97	137	6	[3]

1. Hiller, Martin, Phys. Rev., 90, 581 (1953).

2. Daffield et al. Материалы Женевской конференции (1958), доклад P/678.

3. Schmitt, Sugarman, Phys. Rev., 95 1260 (1954).

4. Katz et al. Phys. Rev., 99, 98 (1955).

5. Richter, Coryell. Phys. Rev., 95, 1550 (1954).

Кац с соавторами [46] представили данные радиохимического выхода в весьма интересной и наглядной форме. Данные о выходе отдельных масс были нанесены ими в зависимости от максимальной

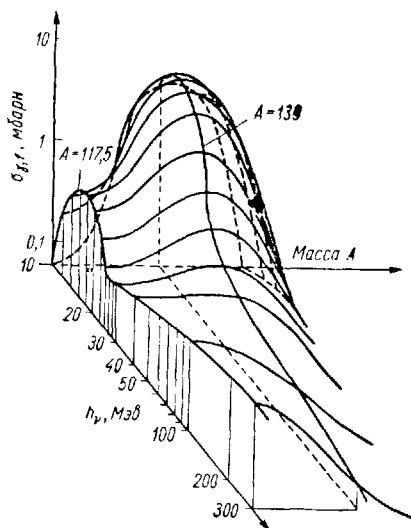


Рис. 6. Поверхность $S(\sigma, A, h\nu)$ — энергетическая зависимость выхода масс осколков при фотоделении U^{238} (из работы [46]). Поверхность симметрична относительно массы 117,5 и изображена здесь только в области больших масс. Энергетическая шкала начинается с энергии 10 Мэв. Форма этой поверхности хорошо установлена до 24 Мэв. При более высоких энергиях с достаточной точностью известна только кривая $A = 117,5$.

монохроматических фотонов данной энергии. Сравнение выходов, соответствующих пику и впадине, дает зависимость отношения пик—впадина от энергии фотонов. Это соотношение представляет большую ценность, чем отношения, приведенные в табл. 4, которые усреднены по тормозному спектру. Для деления, производимого монохроматическими γ -квантами с энергией 24 Мэв, отношение пик — впадина составляет около 3.

Сечения асимметричного и симметричного делений — проходят через максимум в области гигантского дипольного резонанса. За пределами этой энергетической области сечение симметричного деления испытывает постепенный подъем с увеличением энергии γ -квантов. Сечение симметричного деления при энергии фотонов 300 Мэв увеличивается до некоторой величины, соответствующей пику дипольного резонанса. Интересный вопрос — падает ли сечение асимметричного деления до нуля при переходе через резонанс? Исследования Шмитта и Шугермана [44] и Каца [46] утверждают, что нет. Имеется высоко энергетический хвост функции возбужде-

энергии $E_{\text{макс}}$ тормозного распределения. Полученные таким образом кривые, подобные обычной кривой выхода фотоядерной реакции, были проанализированы методом фотонной разности [6] и рассчитаны в кривые сечения как функции энергии фотонов. Найденную таким образом кривую можно обозначить $[\sigma_{\gamma,f}(h\nu)]_A$. Каждая такая кривая имеет форму резонанса, свойственную характеристикам фотоядерной реакции, и представляет собой сечение, приводящее к образованию продукта с массой A при фотоделении, вызываемом моноэнергетическими фотонами с энергией $h\nu$. С помощью набора таких кривых $[\sigma_{\gamma,f}(h\nu)]_A$ можно в трехмерном пространстве построить поверхность $S(\sigma, A, h\nu)$, изображенную на рис. 6. Пересечения этой поверхности с плоскостями, соответствующими постоянному значению $h\nu$, дают одну из кривых $[\sigma_{\gamma,f}(h\nu)]_A$. Площадь под такой кривой представляет собой общее сечение фотоделения для

ния, простирающийся на уровне нескольких миллибарн до 300 Мэв и даже больше.

Асимметричные и симметричные деления равновероятны при возбуждении около 50 Мэв.

Свыше этой энергии симметричное деление более вероятно. Однако обсуждаемые ниже эксперименты, которые были выполнены с помощью ионизационной камеры, не согласуются с этим следствием и указывают, что асимметричное деление еще является доминирующим в диапазоне от 200 до 500 Мэв. Общее сечение фотоделения при 300 Мэв составляет около 7 мбарн. Следует отметить, что это значение относится к энергии фотонов и начальной энергии возбуждения ядра, но совсем не обязательно — к энергии возбуждения, с которой происходит деление. Сначала происходит многократная эмиссия нейтронов, которая затем сопровождается делением из относительно слабовозбужденных ядер. Беловицкий с сотрудниками [52] применили для регистрации актов деления ядерные фотоэмульсии и получили доказательства того, что сечение фотоделения непренебрежимо для фотонов с энергией выше гигантского дипольного резонанса.

Хиллер и Мартин [53] изучили распределение 13 цепочек продуктов деления при фотоделении тория под действием пучка тормозных γ -квантов с энергией 69 Мэв от синхротрона. Результаты для тория подобны результатам, полученным при изучении урана. Отношение пик — провал равно 10. Кривая выхода масс симметрична относительно числа нуклонов 114,5 и свидетельствует об испускании в среднем приблизительно трех нейтронов.

Шугерман [54] измерил выход 14 продуктов фотоделения висмута, производимого пучком фотонов от 69 Мэв бетатрона. Принципиальный результат состоит в том, что фотоделение этого элемента симметрично. Он находится в согласии с последними результатами Файерхолла [55], полученными при изучении деления висмута дейтронами с энергией 22 Мэв, которые рассмотрены в в разд. 10.8. Кривая массового выхода, описывающая экспериментальные данные Шугермана, имеет половину ширины около 30 массовых единиц. Ширина этого распределения значительно уже, чем распределения, полученного при делении висмута дейтронами с энергией 190 Мэв в рассмотренной работе [56], и скорее согласуются с результатами низко энергетического исследования Файерхолла.

Даффилд и др. [53] сообщили некоторые предварительные радиохимические данные о продуктах деления радия пучком тормозных γ -квантов с максимальной энергией 23 Мэв. Как и ожидали, полное сечение деления оказалось достаточно низким, а именно около 1 % сечения деления U^{238} при тех же условиях. Характерной особенностью данного распределения выхода масс является наличие трех горбов примерно одинаковой высоты. Этот эффект наблюдали Джонсон и Файерхолл [57] при делении Ra^{226} протонами с энергией 11 Мэв.

12.3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ

Рассмотрим единственные исследования, выполненные Б. А. Бочаговым, А. П. Комаром и Г. Е. Солякиным [58] для одновременных измерений энергии обоих осколков при делении U^{238} тормозным пучком с энергией 70 Мэв с помощью двойной ионизационной камеры. Контурные кривые и другие данные, полученные ими, очень схожи с аналогичными результатами исследования этой же методикой деления ядер нейтронами (см. разд. 6.1). Исключение составляет низкое соотношение пика к провалу. Некоторые из характеристик, которые они наблюдали, приведены в табл. 5.

Таблица 5

Некоторые средние характеристики распределения энергии осколков при фотоделении U^{238} под действием тормозного излучения с максимальной энергией 70 Мэв [58]

Характеристики	Неисправленные данные	Исправлено на толщину мишени	Ионизационный дефект
Наиболее вероятная энергия легких осколков, Мэв	87 ± 1	$91,5 \pm 1$	+5,6
Наиболее вероятная энергия тяжелых осколков, Мэв	61 ± 1	$64,5 \pm 1$	+6,8
Отношение наиболее вероятных энергий	$1,43 \pm 0,04$	$1,42 \pm 0,04$	—
Отношение наиболее вероятных масс	$1,36 \pm 0,04$	$1,36 \pm 0,04$	—
Полуширина пика высокой энергии, Мэв	17	—	—
Полуширина пика низкой энергии, Мэв	19	—	—
Отношение энергии впадины к пику высокой энергии	0,7	—	—
Наиболее вероятная полная кинетическая энергия, Мэв	150 ± 2	$157,5 \pm 2$	+12,1
Полуширина пика полной энергии, Мэв	31	—	—

Есть одна особенность этих данных, содержащая элемент новизны. Когда число наблюдаемых событий было построено в зависимости от суммарной кинетической энергии двух осколков, а отношение энергий осколков было заключено в диапазоне от 11 до 12, то получили двугорбую кривую. Когда кривые были построены для событий, характеризующихся более высоким отношением E_1/E_2 , низко энергетический пик двугорбого распределения значительно уменьшился. Эти результаты, возможно, указывают на то, что симметричному и асимметричному делению свойственна разная величина наиболее вероятного суммарного энерговыделения.

1. Bohr N., Wheeler J. A. Phys. Rev., **56**, 426 (1939).
2. Haxby R. O. et al. Phys. Rev., **59**, 57 (1941).
3. Arakatsuet al. Proc. Phys. Math. Soc. Japan, **23**, 440 (1941).
4. Baldwin G. C., Klaiber G. S. Phys. Rev., **71**, 3 (1947).
5. Bethe H. A., Heitler W. Proc. Roy. Soc. Lond., **A146**, 83 (1934).
6. Katz L., Cameron A. G. W. Can. J. Phys., **29**, 518 (1951).
7. Penfold A. S., Leiss J. E. Phys. Rev., **114**, 1332 (1959).
8. Wilkinson D. H. Ann. Rev. Nucl. Sci., **9**, 1 (1959).
9. Wilkinson D. H. Proc. Amsterdam Conference, Physica (1956).
10. Goldhaber M., Teller E. Phys. Rev., **74**, 1046 (1948).
11. Bishop G. P., Wilson R. The Nuclear Photoeffect, Handbuch der Physik **42**, Springer—Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1957, S. Flüge, Editor.
12. Strauch K. Ann. Rev. Nucl. Sci., **2**, 105 (1953).
13. Levinger J. S. Ann. Rev. Nucl. Sci., **4**, 13 (1955).
14. Titterton Progr. Nucl. Phys., **4**, 1 (1958).
15. Gindler J. et al. Phys. Rev., **104**, 425 (1956).
16. Ogle W. E., McElhinney J. Phys. Rev., **81**, 344 (1951).
17. Лазарева Л. Е. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседания отд. физ.-матем. наук. М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 306.
18. Katz L. et al. Paper P/200 in Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva, 1958.
19. McElhinney J., Ogle W. E. Phys. Rev., **81**, 342 (1951).
20. Anderson R. E., Duffield R. B. Phys. Rev., **85**, 728 (1952). Anderson R. E., B. S. Thesis, University of Illinois, 1951.
21. Winhold E. J., Halpern I. Phys. Rev., **103**, 990 (1956).
22. Duffield R. B., Huizenga J. R. Phys. Rev., **89**, 1042 (1953).
23. Katz et al. Phys. Rev., **99**, 98 (1955).
24. Schmitt R. A., Duffield R. B. Phys. Rev., **105**, 1277 (1957).
25. Katz L. et al. Can. J. Phys., **35**, 470 (1957).
26. Bowman C. D. et al. Phys. Rev., **133**, B676 (1964).
27. Danos M. Nucl. Phys., **5**, 23 (1958).
28. Okamoto K. Progr. Theoret. Phys. (Kyoto), **15**, 75 (1956).
29. Huizenga J. R. et al. Phys. Rev., **95**, 1009 (1954).
30. Duffield R. B. et al. Paper P/678, p. 202, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva, 1958.
31. Sugarman N. Phys. Rev., **79**, 532 (1950).
32. Clarke K. M. Thesis, Argonne National Laboratory Report ANL—5853, July, 1958; Clarke K. M., Huizenga J. R. Bull. Am. Phys. Soc. II, **2**, 377 (1957).
33. Huizenga J. R. et al. Nucl. Phys., **34**, 439 (1963).
34. De Carvalho H. G. et al. Nuovo Cimento (X), **25**, 534 (1962) and (X), **29**, 463 (1963).
35. Blatt J. M., Weisskopf V. F. Theoretical Nuclear Physics, John Wiley & Sons, Inc., N. Y., 1952.
36. Лазарева Л. Е., Никитина Н. В. «Физика деления». Приложение № 1 к журналу «Атомная энергия», 1957, стр. 136.
37. Baz A. I. et al. Paper P/2037, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva, (1958).
38. Bannik et al. Physica, **22**, 1186A (1956).
39. Forkman B., Johansson S. A. E. Nucl. Phys., **20**, 136 (1960).
40. Koch H. W. et al. Phys. Rev., **77**, 329 (1950).
41. Frankel S., Metropolis N. Phys. Rev., **72**, 914 (1947).
42. Bohr N., Wheeler J. A. Phys. Rev., **56**, 426 (1939).
43. Schmitt R. A., Duffield R. B. Phys. Rev., **105**, 1277 (1957).
44. Schmitt R. A., Sugarman N. Phys. Rev., **95**, 1260 (1954).

45. Richter H. G., Coryell C. D. Phys. Rev., **95**, 1550 (1954).
46. Katz L. et al. Phys. Rev., **99**, 98 (1955).
47. Duffield R. B. et al. См. [51].
48. Dahl J. B., Pappas A. C. University of Oslo, Norway, 1955, unpublished data cited in Ref., 331.
49. Sprengle R. W. et al. См. [51].
50. Cunningham J. G. et al. Nucl. Phys., **44**, 588 (1963).
51. Duffield R. B. et al. Paper P/678, p. 202, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**, Geneva, 1958.
52. Беловитский Г. Е. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **1**, 586 (1955).
53. Hiller D. M., Martin D. S. Phys. Rev., **90**, 581 (1953).
54. Sugarman N. Phys. Rev., **79**, 532 (1950).
55. Fairhall A. Phys. Rev., **102**, 1335 (1956).
56. Goeckermann R. N., Perlman I. Phys. Rev., **76**, 628 (1949).
57. Jensen R. C., Fairhall A. W. Phys. Rev., **109**, 942 (1958).
58. Бочагов Б. А. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **11**, 990 (1960); Бочагов Б. А. и др. «Атомная энергия», **11**, 540 (1961); Комар А. П. и др. «Докл. АН СССР», **146**, 1051 (1962); Комар А. П. и др. «Атомная энергия» **15**, 191 (1963); Комар А. П. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **16**, 1135 (1963).

Э. Хайд, И. Перлман, Г. Сиборг

Ядерные свойства тяжелых элементов

Вып. 5

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

Редактор Ю. Р. Кривонос

Художественный редактор А. С. Александров

Технический редактор Н. А. Власова

Корректор Г. Л. Кокосова

Сдано в набор 26. V. 1969 г.

Подписано к печати 28. XI. 1969 г.

Формат 60×90/16

Бумага машино-мелованная

Усл. печ. л. 22,5

Уч.-изд. л. 24,67

Тираж 1825 экз.

Цена 2 р. 26 к.

Зак. изд. 1670

Зак. тип. 447

Атомиздат, Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7.

Московская типография № 4 Главполиграфпрома Комитета по печати
при Совете Министров СССР
Б. Переяславская, 46