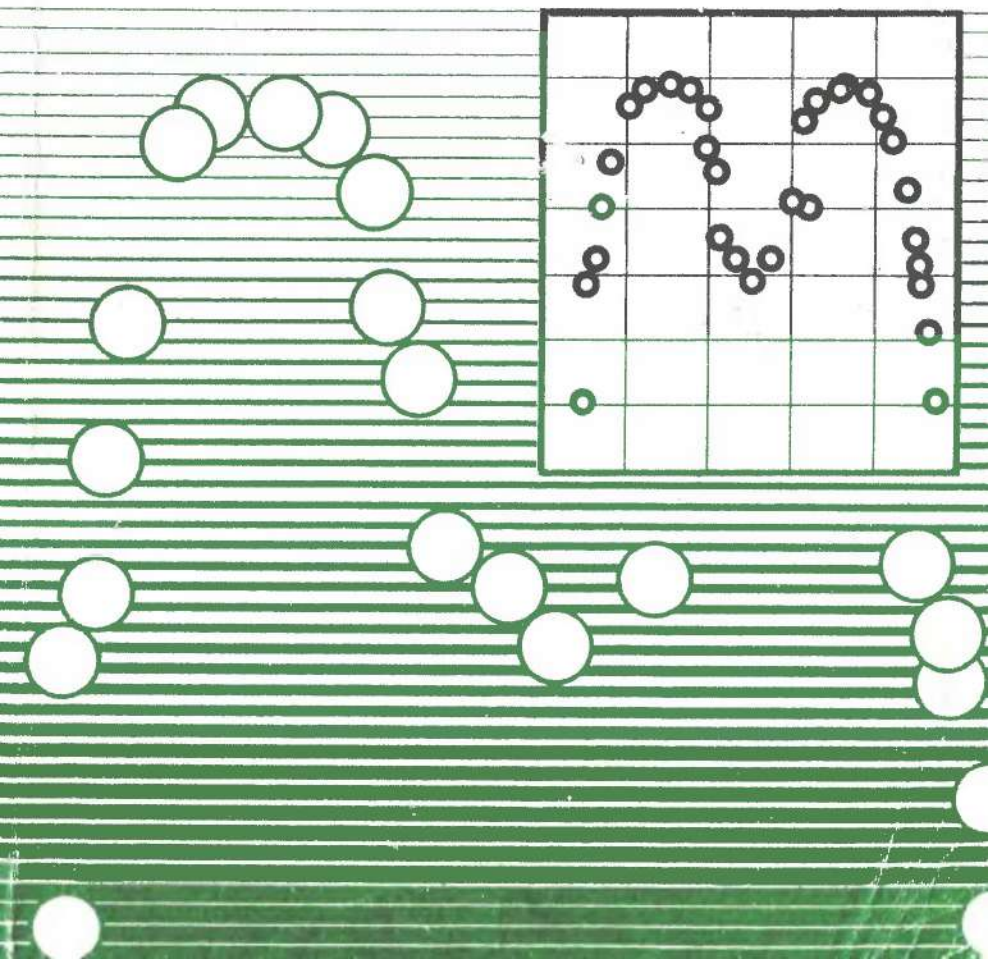


Ю. П. Гангрский  
Б. Н. Марков В. П. Перелыгин

# РЕГИСТРАЦИЯ И СПЕКТРОМЕТРИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ



Ю. П. Гангрский  
Б. Н. Марков В. П. Перельгин

# **РЕГИСТРАЦИЯ И СПЕКТРОМЕТРИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ**

*2-е издание, переработанное*



МОСКВА  
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1992

УДК 539.173:543.42.062

Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Перелыгин В.П. Регистрация и спектрометрия осколков деления. — 2-е изд., перераб. — М.: Энергоатомиздат, 1992. — 312 с. — ISBN 5-283-03972-2.

Описаны принципы механизма деления ядер, основные свойства осколков деления и процессы прохождения тяжелых заряженных частиц через вещество. Рассмотрены физические и эксплуатационные характеристики импульсных счетчиков и трековых детекторов осколков деления, а также способы измерения массовых, энергетических и зарядовых распределений осколков. Первое издание вышло в 1981 г.

Для научных работников и инженеров в области физики деления ядер и атомной энергетики, а также для студентов и аспирантов, специализирующихся в области экспериментальной физики.

Табл. 41. Ил. 134. Библиогр.: 285 назв.

Рецензент *В.М. Кулаков*

Г  $\frac{1604080000-025}{051(01)-92}$  8-91

ISBN 5-283-03972-2

© Энергоиздат, 1982  
© Авторы, 1992

УДК 539.173:543.42.062

Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Перелыгин В.П. Регистрация и спектрометрия осколков деления. — 2-е изд., перераб. — М.: Энергоатомиздат, 1992. — 312 с. — ISBN 5-283-03972-2.

Описаны принципы механизма деления ядер, основные свойства осколков деления и процессы прохождения тяжелых заряженных частиц через вещество. Рассмотрены физические и эксплуатационные характеристики импульсных счетчиков и трековых детекторов осколков деления, а также способы измерения массовых, энергетических и зарядовых распределений осколков. Первое издание вышло в 1981 г.

Для научных работников и инженеров в области физики деления ядер и атомной энергетики, а также для студентов и аспирантов, специализирующихся в области экспериментальной физики.

Табл. 41. Ил. 134. Библиогр.: 285 назв.

Рецензент *В.М. Кулаков*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Деление ядер урана на два примерно равных по массе осколка под действием нейтронов было открыто более полувека назад, в 1939 г. немецкими физиками Ганом и Штрассманом [1]. Их открытие сразу же привлекло к себе внимание исследователей и вызвало появление большого количества работ. В 1940 г. советские физики Г.Н. Флеров и К.А. Петржак, работавшие под руководством И.В. Курчатова, открыли спонтанное (самопроизвольное) деление урана [2]. Вскоре после этого было показано, что деление является одним из основных способов распада тяжелых ядер. При достаточно высокой энергии возбуждения происходит деление ядер, значительно более легких, чем уран. В то же время вероятность деления быстро растет с увеличением атомного номера ядра.

Несмотря на полувековую историю исследований деление ядер по-прежнему привлекает к себе внимание. Причина этого в том, что деление занимает особое место в ядерной физике. С одной стороны, оно позволяет получать ядра в необычных состояниях, характеризующихся, например, аномально высокой деформацией или большим избытком нейтронов. Это открывает возможности исследования таких свойств ядер, которые недоступны для изучения другими путями (коллективное движение с большой амплитудой, силовые функции  $\beta$ -распада и др.). С другой стороны, деление ядер уже нашло широкое практическое применение в энергетике. На основе самоподдерживающейся реакции деления построены ядерные реакторы и вырабатываемая на них энергия составляет заметную и непрерывно растущую долю в общем энергетическом балансе. В конце 1989 г. в 26 странах мира работало 416 промышленных ядерных реакторов общей мощностью 328 000 МВт [3].

Новые перспективы в изучении деления ядер открывает использование ускоренных тяжелых ионов, которые позволяют исследовать процесс деления в широкой области масс ядер, энергий возбуждения и вносимых в ядро моментов. Реакции слияния ядер, сравнимых по массе, являются обратным процессом по отношению к делению на два осколка. Изучение таких реакций дает представление о новых сторонах процесса деления. С помощью тяжелых ионов был синтезирован целый ряд новых элементов с атомным номером вплоть до 110 и были изучены их свойства. Большая часть этих исследований выполнена в Дубне, в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ)

Г 1604080000-025 8-91  
051 (01)-92

ISBN 5-283-03972-2

© Энергоиздат, 1981  
© Авторы, 1992

интернациональным коллективом ученых под руководством академика Г.Н. Флерова и профессора Ю.Ц. Оганесяна.

Сложность процесса деления, многообразии сопровождающих его явлений пока еще не позволили построить теорию, описывающую весь этот процесс с единой точки зрения. Имеется лишь ряд моделей, объясняющих различные стороны процесса деления. Для построения подобной теории необходимы дальнейшие экспериментальные исследования и теоретические расчеты.

Широкий фронт исследований ядерного деления требует разнообразной методики. Поэтому в экспериментах по делению ядер используют большой набор различных детекторов, счетчиков, спектрометров, основанных на измерении различных форм энергии, выделяющейся при делении. В представленной монографии систематизированы экспериментальные методы регистрации и спектрометрии осколков деления, описаны конкретные приборы и установки. Ряд методик был создан или усовершенствован в ходе работ по синтезу новых трансураниевых элементов в реакциях с тяжелыми ионами и исследованию деления этих ядер, проводимых в ОИЯИ, месте работы авторов монографии.

В отечественной литературе вопросы методики регистрации и спектрометрии осколков деления и других тяжелых заряженных частиц практически не освещены. В зарубежной литературе они разбросаны по различным изданиям (материалы конференций, сборники статей), посвященным отдельным методическим направлениям.

За время, прошедшее после выхода первого издания монографии (1981 г.), получено много новой информации в области физики деления ядер. Это сопровождалось и дальнейшим развитием методики. Новые результаты, новые методические разработки нашли отражение во втором издании: расширен раздел, освещающий процесс деления ядер, приведены описания новых экспериментальных установок, в особенности для исследований в нетрадиционных по сравнению с прежними работами областях. В то же время сокращено описание тех методик, которые находили меньшее применение за последние годы.

*Авторы*

## РАЗДЕЛ I

### ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

Обсуждается механизм процесса деления атомных ядер, основанный на различных модельных представлениях (модель жидкой капли, оболочечная модель). При этом выделяются основные стороны процесса деления — концентрация энергии на делительной степени свободы, преодоление потенциального барьера, формирование осколков деления. Это рассмотрено и иллюстрируется достаточно большим объемом экспериментальных данных, касающихся вероятности деления широкого круга ядер с различными энергиями возбуждения, массовых, зарядовых и энергетических спектров осколков и испускаемого из них радиоактивного излучения. Такое представление экспериментальных данных и их обсуждение позволяют судить о современном уровне и основных направлениях исследований в области физики деления ядер. Оно позволяет также понять требования к экспериментальной методике, необходимой для всестороннего изучения этого явления. Более подробные сведения о делении ядер можно получить в монографиях [4–8]. Там же можно найти и достаточно полный перечень оригинальных работ по этим вопросам.

#### Глава 1

### МЕХАНИЗМ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

#### 1.1. Модель жидкой капли

Деление является сложным ядерным процессом, который связан с сильным изменением формы ядра (от сферической до гантелеобразной), с коренной перестройкой нуклонных конфигураций, с неоднократным перераспределением энергии возбуждения ядра между ее различными видами (колебательной, тепловой и др.). В настоящее время еще нет последовательной теории, которая позволяла бы с единой точки зрения описать все стороны этого процесса. Вместо этого обычно используются модельные представления, когда для описания выбирается какое-либо макроскопическое явление, имеющее общие черты с изучаемым. В случае деления ядер — это деление заряженной капли несжимаемой жидкости. В такой модели (модель жидкой капли) изменение энергии ядра при нарушении его формы связано в основном с изменением энергии поверхностного натяжения

$$E_{\text{п}} = 4\pi \Omega R^2, \quad (1.1)$$

где  $R$  — радиус ядра;  $\Omega$  — коэффициент поверхностного натяжения и

кулоновской энергии, вызываемой входящими в состав ядра протонами

$$E_{\text{к}} = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}, \quad (1.2)$$

где  $Ze$  — заряд ядра.

Основываясь на этих представлениях, Бор и Уиллер [9] и независимо от них Я.Н. Френкель [10] провели количественный расчет процесса деления, который позволил понять основные черты этого явления. Если при растяжении ядро принимает форму вытянутого эллипсоида, характеризующегося параметром деформации  $\beta$ , то зависимость поверхностной и кулоновской энергии от этого параметра будет иметь вид

$$E_{\text{п}} = g_{\text{п}} A^{2/3} \left( 1 + \frac{2}{5} \beta^2 + \dots \right), \quad (1.3)$$

$$E_{\text{к}} = g_{\text{к}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left( 1 - \frac{1}{5} \beta^2 + \dots \right), \quad (1.4)$$

где  $g_{\text{п}}$  и  $g_{\text{к}}$  — константы, а параметр деформации  $\beta$  определяется соотношением между большой  $a$  и малой  $b$  осями эллипсоида:

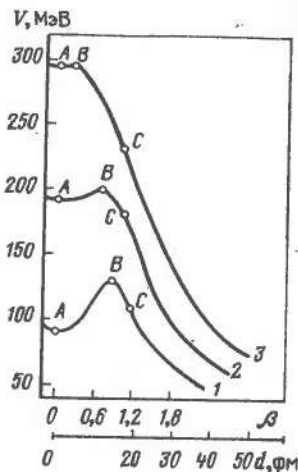
$$\beta = \frac{2}{3} \frac{a - b}{\sqrt[3]{ab^2}}. \quad (1.5)$$

Из (1.3) и (1.4) видно, что с увеличением деформации ядра поверхностная энергия растет, а кулоновская падает, т.е. кулоновские силы стремятся изменить форму ядра, а поверхностные — сохранить ее. Соотношение между этими видами энергии и определяет зависимость полной энергии ядра от деформации. Если  $E_{\text{п}} > 1/2 E_{\text{к}}$ , что при используемых в модели жидкой капли коэффициентах  $g_{\text{п}}$  и  $g_{\text{к}}$  соответствует значению параметра делимости

$$Z^2/A < 49, \quad (1.6)$$

то полная энергия ядра растет с ростом деформации. Однако, начиная с некоторого значения параметра деформации уменьшение кулоновской энергии начинает преобладать над увеличением поверхностной, и рост полной энергии прекращается. Таким образом, зависимость полной энергии ядра от деформации (или от расстояния между центрами формирующихся осколков) имеет вид кривой с максимумом (для ядер с  $Z^2/A < 49$ ). На рис. 1.1 представлены примеры таких зависимостей, рассчитанные для ряда ядер на основе модели жидкой капли. Характерной особенностью их является наличие потенциального барьера (барьера деления), препятствующего мгновенному делению ядер. При малых деформациях ядро возвращается в исходное состояние, а

Рис. 1.1. Зависимость потенциальной энергии  $V$ , рассчитанной по модели жидкой капли, от параметра деформации  $\beta$  и от расстояния между центрами образующихся осколков  $d$  для ядер  $^{144}\text{Nd}$  (1),  $^{236}\text{U}$  (2) и  $^{290}\text{110}$  (3). Точки А, В, С обозначают соответственно основное состояние, седловую точку и точку разрыва



начиная с некоторой (седловой) точки — продолжает изменять свою форму (рис. 1.1) до тех пор, пока не произойдет разрыв на два осколка. Седловая точка достигается либо при внесении в ядро необходимой энергии возбуждения (не меньшей, чем высота барьера деления), либо в результате туннельного перехода под барьером (это имеет место в случае спонтанного деления ядер).

## 1.2. Влияние оболочек

С увеличением деформации изменяются состояния отдельных нуклонов в ядре, и это отражается на поведении полной энергии ядра. Для расчета этого эффекта В.М. Струтинским был разработан метод оболочечной поправки [11]. В этом методе потенциальная энергия деформации представляется в виде суммы двух членов:

$$W = E_{\text{ж.к}} + \Delta E, \quad (1.7)$$

где  $E_{\text{ж.к}}$  — потенциальная энергия, вычисленная по модели жидкой капли;  $\Delta E$  — оболочечная поправка. Значение оболочечной поправки определяется как разность между суммой одночастичных энергий для реального и однородного распределений нуклонов в ядре. При этом в случае реального распределения суммирование производится в интервале энергий 2–3 МэВ около поверхности Ферми, а в случае однородного распределения — в более широком диапазоне (около 10 МэВ, что соответствует расстоянию между оболочками в одночастичном спектре). Оболочечная поправка слабо зависит от формы выбранного потенциала. Например, близкие результаты получены для гармонического осциллятора и потенциала в виде прямоугольной ямы.

Учет оболочечной поправки может существенно изменить зависимость энергии ядра от его деформации. Оболочечная поправка является осциллирующей функцией деформации, и добавка ее к капельной энергии заметно трансформирует форму потенциальной поверхности

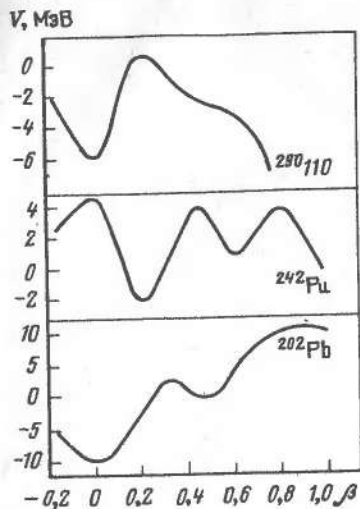


Рис. 1.2. Зависимость потенциальной энергии с учетом оболочечной поправки  $V$  от параметра деформации  $\beta$  для ряда ядер. Отсчет энергий ведется от значения потенциальной энергии в модели жидкой капли

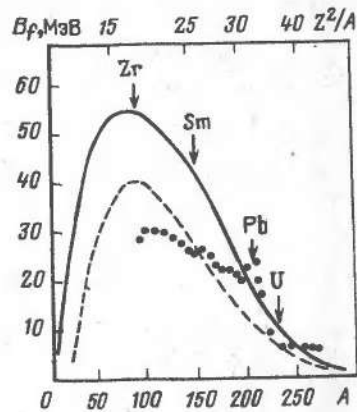


Рис. 1.3. Зависимость высоты капельного барьера деления  $B_f$  от массового числа делящегося ядра  $A$  и от параметра делимости  $Z^2/A$ :

сплошная линия — для основных состояний ядер; пунктир — при энергиях возбуждения 200 МэВ; точки — экспериментальные значения

[12]. На рис. 1.2 представлен ряд примеров расчетов потенциальных поверхностей, включающих оболочечные поправки. Из этих расчетов следует, что для ядер с  $Z \geq 88$  минимальная энергия (или основное состояние ядра) соответствует форме вытянутого эллипсоида вращения с параметром деформации  $\beta \approx 0,25$ . Кроме того, на барьере деления при значении  $\beta \approx 0,6$  появляется второй, достаточно глубокий минимум. С этим минимумом связан целый ряд новых явлений, наблюдающихся при делении тяжелых ядер, — спонтанно делящиеся изомеры, модуляция подбарьерных резонансов, сечение деления в глубоководбарьерной области [13]. В ядрах с  $Z \geq 104$  практически весь барьер деления обусловлен оболочечной поправкой. Особенно велика эта поправка в районе замкнутых оболочек  $Z = 114$  и  $N = 184$ , где высота барьера деления может достигать 8–14 МэВ. Это существенно увеличивает стабильность тяжелых ядер. Не исключено, что их периоды полураспада по отношению к спонтанному делению настолько велики (больше  $10^8$  лет), что эти ядра могли сохраниться в природе. Обнаружение их имело бы очень большое значение, поэтому ведется интенсивная работа по их поиску [14].

Оболочечная поправка зависит от энергии возбуждения делящегося ядра. Она максимальна для основных состояний, падает с ростом энергии возбуждения и практически исчезает при  $E_{\text{в}} = 30 \div 40$  МэВ. Поэтому при высоких энергиях возбуждения барьер деления определяется капельной составляющей потенциальной энергии деформации. Эта составляющая также уменьшается с ростом энергии возбуждения, что является отражением зависимости от температуры ядерной равновесной плотности и поверхностного натяжения.

На рис. 1.3 представлена зависимость от массового числа делящегося ядра (или параметра делимости  $Z^2/A$ ) высоты барьера деления  $B_f$ , рассчитанного по модели жидкой капли [15] для холодных и сильно нагретых ядер, а также измеренного на опыте (сводка экспериментальных данных приведена в [16]). Видно, что в отличие от расчетной зависимости экспериментальные значения барьеров остаются практически постоянными и составляют  $\approx 6$  МэВ для ядер с  $Z > 90$  и  $A > 230$ . Это является результатом проявления оболочечных эффектов.

С уменьшением  $Z$  от 90 до 82 высота барьера быстро растет и достигает для Pb и Bi (в районе  $N = 126$ )  $\approx 22$  МэВ. При дальнейшем уменьшении  $Z$  расчетные барьеры продолжают расти, а экспериментальные повышаются незначительно. В этом случае, очевидно, начинает проявляться влияние на барьер деления энергии возбуждения и углового момента.

### 1.3. Превращения энергии при делении

Деление ядер с  $A > 100$  является типичным экзотермическим процессом, при котором выделяется энергия. Причина этого в том, что энергия связи ядра, приходящаяся на один нуклон, в осколках выше, чем в делящемся ядре. К этому необходимо еще добавить энергию, вносимую в ядро частицей, которая вызывает деление.

Как уже отмечалось выше, изменение формы ядра происходит в результате колебаний его поверхности. Источником энергии этих колебаний служит энергия возбуждения, вносимая в ядро бомбардирующей частицей. Часть этой энергии может концентрироваться на колебательных степенях свободы ядра (подобно тому, как при эмиссии частиц из возбужденного ядра эта энергия может быть передана одному нуклону). В невозбужденных ядрах имеют место нулевые колебания. Их период составляет  $\approx 3 \cdot 10^{-21}$  с, а амплитуда достигает 0,1–0,2 радиуса ядра. С ростом энергии возбуждения амплитуда колебаний растет и при значениях, превышающих высоту барьера деления, становится сравнимой с радиусом ядра.

С ростом деформации ядра его потенциальная энергия увеличивается и в седловой точке достигает максимума. В этот момент ядро имеет минимальную тепловую энергию. Ядерное вещество характеризуется большой вязкостью, поэтому колебания быстро затухают (кинетическая энергия колебания переходит в тепловую). Такое перераспре-

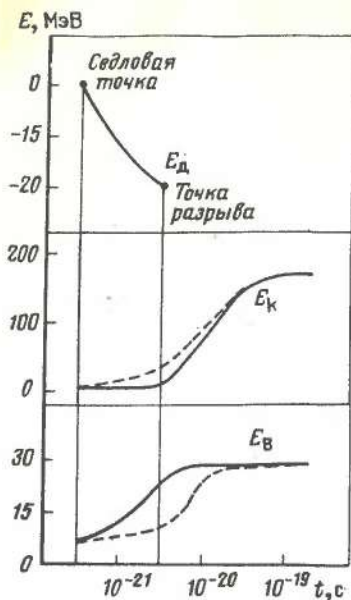


Рис. 1.4. Изменение энергии деформации  $E_d$ , кинетической энергии осколков  $E_k$  и их энергии возбуждения  $E_B$  во времени в процессе деления ядра:

сплошная и пунктирная линии соответствуют разным предположениям об обмене энергии между различными степенями свободы при движении к точке разрыва

деление энергии происходит в возбужденном ядре многократно, пока его деформация не станет больше, чем в седловой точке, и это приведет к разрыву ядра на два осколка. На пути к точке разрыва происходит уменьшение потенциальной энергии деформации ядра и переход ее в различные виды энергии формирующихся осколков — их кинетическую энергию, энергию деформации. Существенную добавку к кинетической энергии осколков вносит их кулоновское расталкивание непосредственно после разрыва ядра. Энергия возбуждения осколков возникает из трех источников: 1) энергии возбуждения делящегося ядра, которая распределяется по обоим осколкам пропорционально их массовому числу; 2) части потенциальной энергии деформации делящегося ядра из-за наличия внутреннего трения при его растяжении; 3) энергии деформации образующихся осколков, которая переходит сначала в колебательную, а затем, при затухании колебаний, — в тепловую.

На рис. 1.4 представлены превращения этих форм энергии осколков по временной шкале (за начальный отсчет принят момент прохождения седловой точки). Точка разрыва достигается за  $(1-3) \cdot 10^{-21}$  с, кинетическая энергия осколков устанавливается за время  $\approx 10^{-20}$  с, а их энергия возбуждения (тепловая) — спустя еще  $\approx 10^{-19}$  с. Далее происходит процесс снятия возбуждения осколков: путем эмиссии нейтронов (за время  $10^{-17} - 10^{-16}$  с) и  $\gamma$ -квантов ( $10^{-12} - 10^{-9}$  с). Небольшая доля энергии (около 10%) уносится  $\gamma$ -излучением за большее, чем  $10^{-9}$  с, время из-за распада изомерных состояний. После снятия возбуждения осколки испытывают  $\beta$ -распад, который характеризуется широким диапазоном периодов полураспада — от  $10^{-3}$  с до десятков и сотен лет. В этом случае энергия радиоактивного распада уносится  $\beta$ -,  $\gamma$ -излучением, антинейтрино и в очень малой доле — запыльвающими нейтронами (табл. 1.1). Из-за того, что все эти формы энергии характеризуются определенной дисперсией (о ней будет сказа-

Таблица 1.1. Соотношения между различными формами энергии, выделяющейся при делении ядер

Реакция деления (энергия частиц, МэВ)	$E_k$ , МэВ	$E_B$ , МэВ		$E_p$ , МэВ		
		n	$\gamma$	$\beta$	$\gamma$	$\nu$
$^{256}\text{Fm}$ , s.f.	198	32	8	8	8	12
$^{252}\text{Cf}$ , s.f.	186	31	7	7	7	11
$^{239}\text{Pu} + n$ , т.	179	21	7	5	5	7,5
$^{238}\text{U} + n$ , б.	172	22	7	7	7	10,5
$^{235}\text{U} + n$ , т.	172	16	7	6,5	6,5	9
$^{235}\text{U} + n$ , 14,7	172	30	8	5,5	5,5	8
$^{233}\text{U} + \alpha$ , 30	176	36	8	3,5	3,5	5
$^{226}\text{Ra} + p$ , 12	159	20	6	5	5	7
$^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ , 175	171	90	12	3	4	5
$^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$ , 136	156	80	12	3	4	5

Примечание. В этой и всех последующих таблицах приняты следующие сокращения: s.f. — спонтанное деление ядер; т. — тепловые нейтроны; б. — быстрые нейтроны (нейтроны спектра деления).

но ниже), приведены их средние значения. Видно, что в случае слабо-возбужденных ядер (спонтанное деление, деление тепловыми нейтронами или другими частицами низких энергий) основная доля уносимой энергии (более 70%) приходится на кинетическую энергию осколков. С увеличением энергии частиц, вызывающих деление, кинетическая энергия осколков практически не изменяется, но растет их энергия возбуждения ( $E_B$ ), а в ней та ее часть, которая связана с испусканием мгновенных нейтронов (увеличивается их число). При этом доля энергии, уносимая мгновенными  $\gamma$ -квантами, растет сравнительно мало. В то же время происходит уменьшение энергии, связанной с  $\beta$ -распадом осколков (всех испускаемых при этом частиц). Последнее связано с тем, что испарение нейтронов из возбужденных осколков приближает их к долине стабильных ядер, и длина цепочек последовательных  $\beta$ -распадов уменьшается.

#### 1.4. Формирование осколков деления

Формирование осколков, т.е. установление их протонного и нейтронного состава, происходит в процессе перехода ядра от седловой точки к точке разрыва. Эта часть процесса деления является наименее изученной и понятной, поэтому в настоящее время еще отсутствует законченная теория, которая позволила бы проводить количественное описание спектров осколков в широкой области  $Z$ ,  $A$  и энергий возбуждения. Из представлений, основанных на модели жидкой капли, следует, что с наибольшей вероятностью происходит деление на два примерно



равных по массе осколка (симметричное деление). Однако на опыте это имеет место только при сравнительно высокой энергии возбуждения. В тяжелых ядрах при низкой энергии возбуждения преобладает асимметричное массовое распределение. Качественная сторона этого явления понятна и можно указать на ряд факторов, способствующих такому разделению:

1. В ядрах с  $Z = 90 \div 100$  наибольшая энергия выделяется при асимметричном разделении масс. Значительная часть этой энергии после разделения на осколки переходит в их тепловую энергию. Следовательно, такое разделение по массам будет связано с наибольшим числом возможных состояний и будет иметь большую вероятность.

2. К асимметричному разделению приводит октагональная деформация ядер. Расчеты показывают, что в ядрах с  $Z = 90 \div 100$  при октагональной деформации барьер деления понижается, и это благоприятствует асимметричному делению.

3. Вероятность образования пары осколков с заданными  $Z$  и  $N$  определяется потенциальной энергией в точке разрыва. Оболочечная поправка, входящая в эту энергию, отражает структуру образующихся осколков. Образование некоторых пар осколков оказывается энергетически наиболее выгодным, и это приводит к массовой асимметрии.

Характер формирования осколков, по-видимому, несколько различается для ядер с разными  $Z$ ,  $A$  и энергией возбуждения. В ядрах с  $Z < 90$  седловая точка и точка разрыва близки (см. рис. 1.1), поэтому время формирования осколков уменьшается. Это может привести к более слабому обмену энергией между различными степенями свободы, и асимметрия массового распределения будет в основном определяться формой ядра в седловой точке.

В тяжелых ядрах эти точки значительно разнесены по шкале деформации, и существенную роль начинают играть потенциальная энергия в точке разрыва и структура образующихся осколков. В возбужденных ядрах более слабо выражены оболочечные эффекты (при определенной энергии они вообще пропадают), поэтому значительную роль будут играть статистические эффекты. Большое значение имеет жесткость ядра по отношению к колебаниям, приводящим к асимметричной форме ядра. Предполагается, что с уменьшением массового числа делящегося ядра эта жесткость снижается. Вследствие этого, начиная с некоторого значения  $A$ , со сравнимой вероятностью происходит деление с широким набором масс, и распределение становится очень широким (точка Бусинаро-Галлоне [17]).

2.1. Спонтанное деление

Спонтанное деление является одним из способов распада тяжелых ядер ( $Z \geq 92$ ). Вероятность его определяется частотой колебаний ядерной поверхности ( $\nu$ ) и квантовомеханическим эффектом проницаемости через потенциальный барьер:

$$\lambda = \nu \exp \left\{ - \frac{2}{\hbar} \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} (2B(\epsilon) [V(\epsilon) - E])^{1/2} d\epsilon \right\}, \quad (2.1)$$

где  $B(\epsilon)$  — массовый параметр;  $V(\epsilon) - E$  — потенциальная энергия относительно основного состояния ядра;  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — координаты по оси деформации, ограничивающие барьер деления (см. рис. 1.1).

Значение  $\nu$  обычно отождествляют с частотой нулевых колебаний ( $\approx 3 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$ ), а форму барьера деления принимают в виде параболы с параметром кривизны  $\hbar\omega$ . Тогда выражение для периода полураспада спонтанного деления ядра (в секундах) принимает вид

$$T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-21} \exp(-2\pi B_f / \hbar\omega), \quad (2.2)$$

где  $B_f$  — высота барьера деления. Потенциальный барьер более сложной формы (см. рис. 1.2) аппроксимируют двумя параболоми. В этом случае в выражение для периода полураспада входит сумма двух экспонент, каждая со своими значениями параметров  $B_f$  и  $\hbar\omega$ .

На рис. 2.1 показано, как меняются периоды полураспада для спонтанного деления ядер в диапазоне атомных номеров от 92 до 110. Видно, что периоды полураспада в интервале  $Z = 92 \div 102$  резко уменьшаются, а затем этот спад замедляется. Для элементов

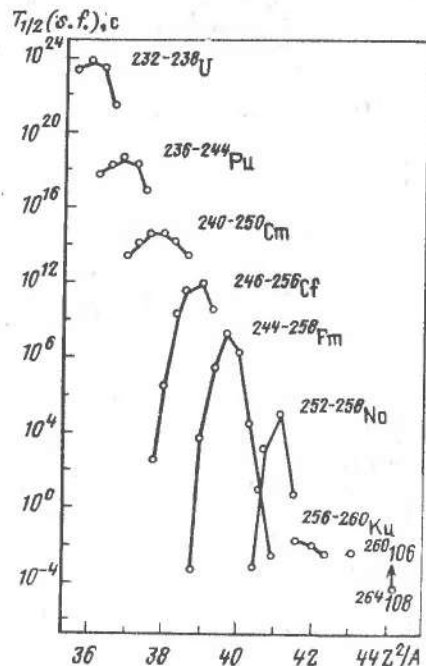


Рис. 2.1. Зависимость периода полураспада для спонтанного деления от параметра  $Z^2/A$  делящегося ядра

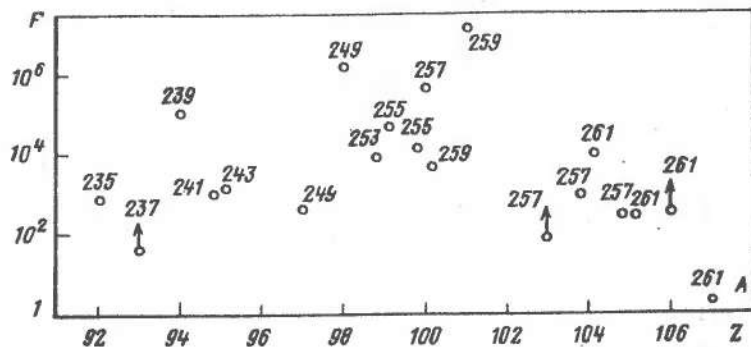


Рис. 2.2. Зависимость фактора запрета  $F$  от атомного номера  $Z$  и массового числа  $A$  делящегося ядра

от курчатовия ( $Z = 104$ ) до синтезированного недавно в Дубне, в ОИЯИ, 110-го элемента значения  $T_{1/2}$  (s. f.) меняются очень слабо и составляют доли секунды [18]. В этой области значений  $Z$  капельная составляющая барьера, как уже отмечалось выше, практически исчезает и основную роль начинает играть оболочечная поправка. Ее значение сравнительно слабо зависит от атомного номера делящегося ядра, и это объясняет близкие значения периодов.

Для изотопов одного и того же элемента имеет место зависимость значений  $T_{1/2}$  (s. f.) от числа нейтронов в ядре. Особенно резко эта зависимость проявляется для изотопов Cf, Fm и No. Наиболее стабильными оказываются ядра с  $N = 152$  (замкнутая деформированная оболочка), периоды резко падают для ядер с  $N > 152$ . Это также является отражением изменения формы барьера деления, вызываемым оболочечной поправкой. Для ядер с  $Z \geq 104$ , как видно из рис. 2.1, характер зависимости  $T_{1/2}$  (s. f.) от числа нейтронов становится другим.

Изотопы с нечетным числом протонов или нейтронов имеют большие периоды полураспада по сравнению с соседними четно-четными. Этот рост периодов можно охарактеризовать фактором запрета, который определяется как отношение значений для нечетного ядра и ядра с четным числом нейтронов (или протонов) на единицу меньшим. Из рис. 2.2 видно, что значения факторов запрета составляют  $10^3 - 10^6$  и обнаруживают тенденцию к уменьшению с ростом  $Z$ . Для нечетно-нечетных ядер ( $Z$  и  $N$  — нечетные) запреты оказываются того же порядка, а не удваиваются, как можно было бы ожидать.

Измеренные на опыте барьеры деления оказываются практически одинаковыми (в пределах 0,2–0,3 МэВ) для четных и нечетных ядер. По-видимому, факторы запрета связаны в значительной степени с параметрами кривизны барьера  $\hbar\omega$ . Наличие неспаренного нуклона в не-

четном ядре увеличивает массовый коэффициент, и, как это видно из выражения (1.8), приводит к уменьшению проникаемости барьера. Подобный запрет имеет место и для квазичастичных изомеров в четно-четных ядрах, связанных с разрывом одной или нескольких пар нуклонов.

В то же время целая группа изомеров в ядрах от U до Bk характеризуется существенно повышенной вероятностью деления. Их время жизни, как видно из табл. 2.1 [19], лежит в интервале  $10^{-11} - 10^{-2}$  с, энергия возбуждения изомера  $E_{is}$  составляет 2,5–3,5 МэВ, а спины малы. Также приведено отношение делительной  $\Gamma_f$  и радиационной  $\Gamma_\gamma$  ширины, определяющее вероятность деления из изомерного состояния. Природа этих изомеров связана с рассмотренной выше сложной формой барьера деления. Они интерпретируются как нижние состояния во втором минимуме на барьере деления (см. рис. 1.2). Повышенная вероятность спонтанного деления таких состояний объясняет

Таблица 2.1. Свойства спонтанно делящихся изомеров

Ядро	$T_{1/2}$	$E_{is}$ , МэВ	$\Gamma_f/\Gamma_\gamma$	Ядро	$T_{1/2}$	$E_{is}$ , МэВ	$\Gamma_f/\Gamma_\gamma$
$^{236}\text{U}$	125 (15) *нс	2,7 (2)	0,15	$^{240}\text{Am}$	0,91 (7) мс	2,6 (2)	—
$^{238}\text{U}$	195 (30) нс	2,514	0,04–0,10	$^{241}\text{Am}$	1,5 (6) мкс	2,2 (2)	—
$^{237}\text{Np}$	45 (15) нс	2,7 (3)	0,002	$^{242}\text{Am}$	14,0 (7) мс	2,5 (2)	—
$^{235}\text{Pu}$	30 (5) нс	1,7 (2)	—	$^{243}\text{Am}$	5,5 (5) мкс	2,0 (2)	—
$^{236}\text{Pu}$	35 (12) нс	—	<1	$^{244}\text{Am}$	1,0 (1) мс	1,6 (2)	—
	34 (8) нс	3,5 (4)	—	$^{245}\text{Am}$	0,64 (6) мкс	—	—
$^{237}\text{Pu}$	110 (10) нс	2,3 (2)	—	$^{246}\text{Am}$	73 (10) мкс	—	—
	1100 (80) нс	2,6 (2)	<1	$^{240}\text{Cm}$	10 (3) пс	—	—
$^{238}\text{Pu}$	0,5 (2) нс	2,4 (2)	—		55 (12) нс	—	<1
	6,5 (1,5) нс	3,7 (2)	<1	$^{241}\text{Cm}$	15 (1) нс	2,0 (2)	—
$^{239}\text{Pu}$	8,1 (8) мкс	2,2 (2)	—	$^{242}\text{Cm}$	50 (20) пс	—	—
	2,6 (3) нс	2,4 (2)	<1		180, (70) нс	2,8 (4)	<1
$^{240}\text{Pu}$	3,8 (3) нс	2,4 (2)	—	$^{243}\text{Cm}$	42 (6) нс	1,5 (2)	—
$^{241}\text{Pu}$	24 (1) мкс	2,0 (2)	—	$^{244}\text{Cm}$	$\leq 5$ пс	—	—
	30 (5) нс	—	<1		$\geq 100$ нс	—	<1
$^{242}\text{Pu}$	3,5 (5) нс	—	—	$^{245}\text{Cm}$	23 (2) нс	1,7 (2)	—
	50 (20) нс	—	<1	$^{242}\text{Bk}$	0,6 (1) мкс	—	—
$^{243}\text{Pu}$	60 (15) нс	1,8 (2)	—		9 (2) нс	—	—
$^{244}\text{Pu}$	0,38 (8) нс	—	—	$^{243}\text{Bk}$	5 (2) нс	2,2 (2)	—
$^{245}\text{Pu}$	85 (20) нс	2,4 (2)	—	$^{244}\text{Bk}$	0,82 (6) мкс	—	—
$^{237}\text{Am}$	5 (2) нс	2,1 (2)	—	$^{245}\text{Bk}$	2 (1) нс	2,3 (2)	—
$^{238}\text{Am}$	35 (4) мкс	2,3 (2)	—				
$^{239}\text{Am}$	163 (12) нс	2,5 (2)	—				

\*Здесь и далее число в скобках означает погрешность измерения.

ся тем, что при их делении преодолевается лишь часть барьера (его второй горб). В то же время барьер, разделяющий первый и второй минимумы, обуславливает запрет для  $\alpha$ - и  $\gamma$ -переходов в основное состояние ядра [20].

## 2.2. Деление при низких энергиях

Сечение деления возбужденных ядер обычно представляют в виде произведения двух величин:

$$\sigma_f = \sigma_0 P_f(E_B), \quad (2.3)$$

где  $\sigma_0$  — сечение образования ядра с энергией возбуждения  $E_B$ ;  $P_f(E_B)$  — вероятность деления ядра. Последняя определяется как отношение парциальных приведенных шири:

$$P_f = \Gamma_f / \sum \Gamma_i, \quad (2.4)$$

где  $\Gamma_f$  — делительная ширина;  $\Gamma_i$  — приведенная ширина для различных каналов распада возбужденного ядра (эмиссия  $\gamma$ -квантов, нейтронов и др.). При энергии возбуждения ниже барьера деления выражение для делительной ширины имеет вид

$$\Gamma_f = D \exp[-2\pi(B_f - E_B)/\hbar\omega], \quad (2.5)$$

где  $D(E_B)$  — среднее расстояние между уровнями;  $B_f$  — высота барьера деления.

На рис. 2.3 представлена зависимость вероятности деления от энергии возбуждения для ряда ядер. Виден экспоненциальный спад вероятности деления с уменьшением энергии возбуждения. Нерегулярности в ходе этой зависимости объясняются наличием квазистационарных состояний во втором минимуме на барьере деления. В случае совпадения уровней в первом и втором минимумах проникаемость возрастает, и это ведет к увеличению вероятности деления. При энергии возбуждения ниже 4 МэВ процесс деления практически целиком идет в две ступени: сначала переход через внутренний горб и заселение изомер-

ного состояния на дне второго минимума, а затем деление через это состояние. Это приводит к уменьшению наклона экспоненты, определяющей зависимость  $P_f$  от  $E_B$  [21].

При энергиях возбуждения выше барьера деления ( $E_B > B_f$ ) проникаемость барьера стремится к единице, и делительная ширина определяется числом открытых каналов на барьере. Эта величина соответствует числу возбужденных состояний ядра при деформации в седловой точке в интервале энергии ( $E_B - B_f$ ), отсчитываемой от вершины барьера. Выражение для делительной ширины в этом случае имеет вид [22]:

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho(E_f)} \int_0^{E_B - E_f} \rho'(E_B - B_f) dE, \quad (2.6)$$

где  $\rho$  и  $\rho'$  — соответственно плотности уровней при деформациях ядра, соответствующих основному состоянию и седловой точке. Из выражения (2.6) можно видеть, что в надбарьерной области зависимость делительной ширины (а следовательно, и вероятности деления) от энергии возбуждения значительно более слабая, чем в подбарьерной области, определяемой выражением (2.5).

В табл. 2.2 приведены сечения деления ядер нейтронами (тепловыми и с энергией 2–3 МэВ), а также вероятности деления для широко-

Таблица 2.2. Сечения деления ядер нейтронами

Ядро	$E_n$ , МэВ	Тепловые		Быстрые		
		$\sigma_f, 10^{-24} \text{ см}^2$	$\sigma_f/\sigma_0$	$E_n$ , МэВ	$\sigma_f, 10^{-24} \text{ см}^2$	$\sigma_f/\sigma_0$
$^{226}\text{Ra}$	4,55	$< 7 \cdot 10^{-6}$	$< 10^{-6}$	4,0	0,0017	$8 \cdot 10^{-4}$
$^{227}\text{Ac}$	5,03	$< 3 \cdot 10^{-4}$	$< 3 \cdot 10^{-7}$	4,0	0,032	0,011
$^{227}\text{Th}$	7,12	200 (20)	0,15	2,0	0,22*	0,075*
$^{228}\text{Th}$	5,25	$< 0,3$	$< 0,003$	1,9	0,15*	0,048*
$^{229}\text{Th}$	6,79	30 (3)	0,56	1,2	0,24	0,080
$^{230}\text{Th}$	5,03	$< 1,2 \cdot 10^{-2}$	$< 5 \cdot 10^{-5}$	2,5	0,41 (8)	0,13
$^{232}\text{Th}$	4,93	$39 (4) \cdot 10^{-6}$	$5,3 \cdot 10^{-6}$	3,0	0,13 (2)	0,042
$^{233}\text{Th}$	6,18	15 (2)	0,01	1,0	0,09*	0,030*
$^{230}\text{Pa}$	6,81	1500 (250)	0,90	3,0	1,42*	0,45*
$^{231}\text{Pa}$	5,67	0,019 (3)	$9,5 \cdot 10^{-6}$	3,0	1,47 (19)	0,47
$^{232}\text{Pa}$	6,52	700 (100)	0,47	3,0	0,72*	0,23*
$^{230}\text{U}$	5,90	25 (10)	0,98	3,0	2,5*	0,80*
$^{231}\text{U}$	7,26	400 (300)	0,85	3,0	2,05*	0,65*
$^{232}\text{U}$	5,79	75 (5)	0,51	1,5	2,2 (3)	0,69
$^{233}\text{U}$	6,84	531 (1)	0,915	2,5	2,0 (1)	0,63
$^{234}\text{U}$	5,24	$< 0,65$	$< 0,006$	3,0	1,5 (1)	0,47

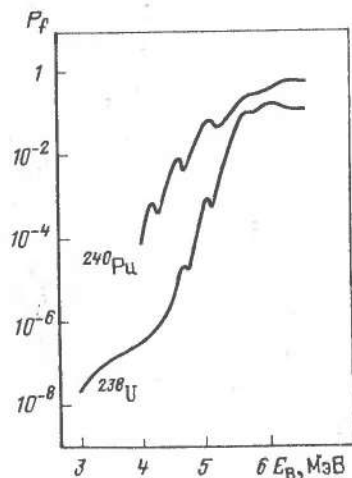


Рис. 2.3. Зависимость вероятности деления  $P_f$  от энергии возбуждения для ядер  $^{240}\text{Pu}$  в реакции  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  и  $^{238}\text{U}$  в реакции  $(\gamma, f)$

Ядро	$B_n$ , МэВ	Тепловые		Быстрые		
		$\sigma_f, 10^{-24} \text{ см}^2$	$\sigma_f/\sigma_0$	$E_n$ , МэВ	$\sigma_f, 10^{-24} \text{ см}^2$	$\sigma_f/\sigma_0$
$^{235}\text{U}$	6,54	582 (1)	0,855	3,0	1,19 (3)	0,38
$^{236}\text{U}$	5,00	—	—	3,0	0,86 (2)	0,27
$^{237}\text{U}$	6,14	< 0,35	< 0,40	2,25	0,63*	0,19*
$^{238}\text{U}$	4,79	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$10^{-6}$	3,00	0,51 (1)	0,16
$^{239}\text{U}$	5,93	15 (3)	0,40	2,25	0,50*	0,18*
$^{234}\text{Np}$	6,98	900 (300)	0,90	3,0	2,4*	0,75*
$^{236}\text{Np}$	6,63	2500 (150)	0,85	3,0	1,8*	0,55*
$^{237}\text{Np}$	5,48	0,019 (5)	$1,1 \cdot 10$	2,0	1,73 (4)	0,51
$^{238}\text{Np}$	6,22	2070 (30)	0,97	3,0	1,3*	0,40*
$^{236}\text{Pu}$	5,85	165 (20)	0,83	3,0	2,6*	0,80*
$^{237}\text{Pu}$	7,00	2400 (300)	0,80	3,0	2,3*	0,72*
$^{238}\text{Pu}$	5,64	16,5 (5)	0,29	3,0	2,25 (4)	0,69
$^{239}\text{Pu}$	6,53	742 (3)	0,735	3,0	1,86 (2)	0,57
$^{240}\text{Pu}$	5,24	0,030 (45)	$10^{-4}$	3,0	1,62 (2)	0,50
$^{241}\text{Pu}$	6,31	1009 (8)	0,733	3,0	1,50 (2)	0,46
$^{242}\text{Pu}$	5,03	< 0,2	< 0,01	3,0	1,30 (2)	0,40
$^{243}\text{Pu}$	6,02	196 (16)	0,76	2,0	1,25 (2)	0,38
$^{244}\text{Pu}$	4,72	—	—	3,0	1,10 (2)	0,34
$^{241}\text{Am}$	5,56	3,15 (10)	0,005	3,0	2,04 (5)	0,62
$^{242m}\text{Am}$	6,23	7360 (50)	0,82	2,5	1,90 (5)	0,53
$^{243}\text{Am}$	5,22	< 0,07	< $6 \cdot 10^{-4}$	3,0	1,43 (2)	0,43
$^{244}\text{Am}$	6,07	2300 (300)	0,60	3,0	1,3*	0,38*
$^{242}\text{Cm}$	5,67	< 5	< 0,35	1,4	2,0	0,65
$^{243}\text{Cm}$	6,72	610 (30)	0,82	3,0	2,3 (3)	0,70
$^{244}\text{Cm}$	5,52	1,2 (1)	0,08	2,0	1,8 (1)	0,50
$^{245}\text{Cm}$	6,45	2020 (40)	0,86	2,0	2,0 (1)	0,57
$^{246}\text{Cm}$	5,16	0,17 (10)	0,12	2,0	1,8 (1)	0,50
$^{247}\text{Cm}$	6,21	90 (10)	0,60	2,0	2,0 (1)	0,57
$^{248}\text{Cm}$	4,71	0,34 (7)	0,08	2,0	1,7 (1)	0,40
$^{249}\text{Bk}$	4,97	< 6	< $6 \cdot 10^{-3}$	3,0	1,5 (1)	0,45
$^{249}\text{Cf}$	6,60	1650 (50)	0,78	2,5	1,9 (2)	0,55
$^{250}\text{Cf}$	5,11	< 350	< 0,15	2,0	2,1*	0,60*
$^{251}\text{Cf}$	6,16	4500 (100)	0,61	1,2	1,4*	0,40*
$^{252}\text{Cf}$	4,80	32 (4)	0,62	2,5	2,5 (3)	0,7
$^{253}\text{Cf}$	5,98	1300 (300)	0,98	—	—	—
$^{254}\text{Es}$	5,83	2800 (100)	0,99	—	—	—
$^{255}\text{Fm}$	6,36	3300 (300)	0,99	—	—	—
$^{257}\text{Fm}$	6,13	3000 (200)	0,59	—	—	—

\* Сечения деления измерены в прямых реакциях [25].

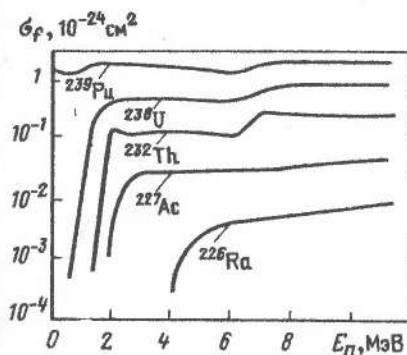


Рис. 2.4. Зависимость сечения деления ядер нейтронами  $\sigma_f$  от энергии нейтрона  $E_n$

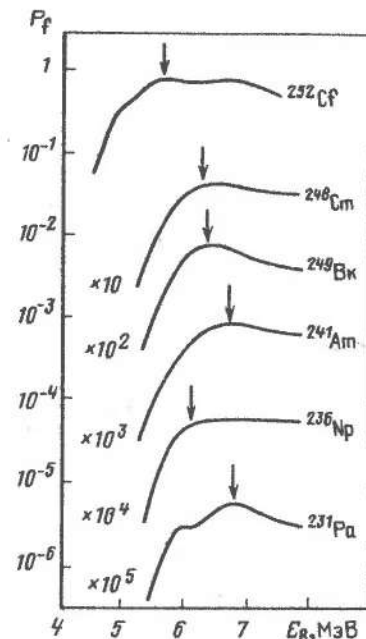


Рис. 2.5. Зависимость вероятности деления  $P_f$  от энергии возбуждения делящегося ядра  $E_B$ . Стрелками указаны энергии связи нейтрона

го круга ядер в диапазоне  $Z = 88 \div 100$  [23, 24]. Видно, что в случае тепловых нейтронов сечения и вероятности деления меняются на несколько порядков, в зависимости от того, какой области энергий (подбарьерной или надбарьерной) соответствует энергия связи нейтрона.

Для большинства представленных на рис. 2.4 и 2.5 зависимостей сечений деления ядер от энергии возбуждения характерен резкий подъем в подбарьерной области, а затем выход на плато. Значение вероятности деления на плато и его наклон различаются для разных ядер. Это объясняется различной зависимостью от энергии возбуждения делительной ширины, а также приведенных ширин конкурирующих с делением процессов.

При энергии возбуждения на несколько мегаэлектрон-вольт выше энергии связи нейтрона можно пренебречь эмиссией  $\gamma$ -квантов из составного ядра. В тяжелых ядрах также мала и вероятность эмиссии заряженных частиц. Поэтому основным конкурирующим с делением процессом является эмиссия нейтронов, и вероятность деления определяется соотношением делительной и нейтронной ( $\Gamma_n$ ) ширин:

$$P_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} = \left( 1 + \frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)^{-1} \quad (2.7)$$

Приведенная нейтронная ширина, как и делительная, зависит от плотности уровней при начальной и конечной энергии возбуждения (после вылета нейтрона, имеющего кинетическую энергию  $E_n$  и энергию связи  $B_n$ ):

$$\Gamma_n = \frac{2m}{\rho(E_f)} \int_0^{E_B - B_n} E_n \sigma(\epsilon) \rho(E_B - B_n - E_n) dE_n, \quad (2.8)$$

где  $\sigma(\epsilon)$  — сечение обратной реакции (поглощения нейтрона ядром с энергией  $\epsilon$ ).

Значения  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_f$  обычно рассчитывают при некоторых предположениях о зависимости плотности уровней от энергии возбуждения, основываясь при этом на модельных представлениях [5, 22]. Так, в модели Ферми-газа выражение для отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  имеет вид:

$$\Gamma_n/\Gamma_f = \exp 2 [\sqrt{a_f(E - B'_f)} - \sqrt{a_n(E - B'_n)}], \quad (2.9)$$

где  $B'_f$  и  $B'_n$  — эффективные значения барьера деления и энергии связи нейтрона, содержащие поправки на четно-нечетные различия плотности уровней;  $a_n$  и  $a_f$  — параметры плотностей уровней при деформации ядра, соответствующей основному состоянию и седловой точке. Обычно  $a_f = (1,1 - 1,2)a_n$ . Из выражения (1.16) следует, что отношение  $\Gamma_n/\Gamma_f$  является функцией разности эффективных значений барьера деления и энергии связи нейтрона. Это отношение растет с энергией возбуждения при  $B'_f > B'_n$  и падает при  $B'_f < B'_n$ .

В модели с постоянной температурой  $T$ , которую применяют при низких энергиях возбуждения, используется более простое выражение:

$$\Gamma_n/\Gamma_f = \frac{TA^{2/3}}{10} \exp\left(\frac{B'_f - B'_n}{T}\right). \quad (2.10)$$

Из него следует, что отношение  $\Gamma_n/\Gamma_f$  не зависит от энергии возбуждения, а значение его определяется разностью значений высоты барьера деления и энергии связи нейтрона. На опыте наблюдается более сложная по сравнению с выражениями (2.9) и (2.10) зависимость отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от энергии возбуждения (рис. 2.6). Она объясняется влиянием энергии спаривания и ослаблением оболочечных поправок с ростом энергии возбуждения.

На рис. 2.7 представлена зависимость отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от числа нейтронов в ядре для актинидных элементов (от Th до Es). Значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  получены из анализа экспериментальных данных по сечениям деления и сечениям образования различных нуклидов в реакциях с частицами низких энергий и усреднены по интервалу энергий возбуждения 7–12 МэВ. В основном наблюдается монотонный спад значений  $\Gamma_n/\Gamma_f$  с уменьшением числа нейтронов в ядре (это объясняется увели-

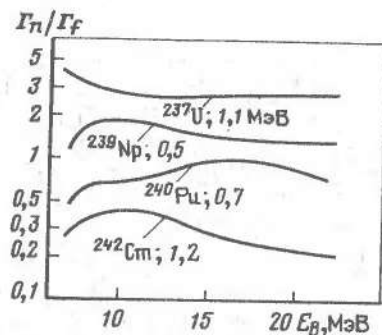


Рис. 2.6. Зависимость отношения нейтронной и делительной ширин  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от энергии возбуждения делящегося ядра  $E_B$ . Для каждой зависимости приведена разность энергии связи нейтрона и барьера деления  $B_n - B_f$

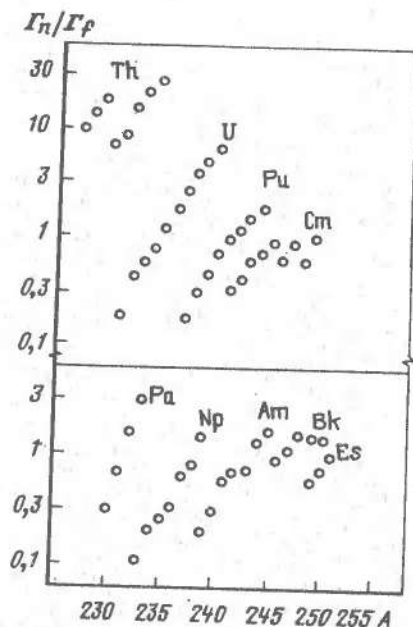


Рис. 2.7. Зависимость отношения нейтронной и делительной ширин  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от массового числа делящегося ядра  $A$  в диапазоне  $Z = 90 \div 99$

чением энергии связи нейтрона и ростом разности  $B_n - B_f$ ). Однако имеются и значительные отклонения в районе  $N = 152$  для Cm и Bk, отражающие влияние замкнутой нейтронной оболочки на высоту барьера деления. Наблюдается также излом в зависимости  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для изотопов Th при  $N = 139$ .

Значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , относящиеся к различным элементам, сильно различаются при близких значениях разностей  $B_n - B_f$  (например, для Th и Cf или Cm почти в 100 раз). По-видимому, это является отражением влияния на делительную ширину формы барьера деления (она существенно разная для ядер Th и Cf) и плотности уровней на барьере.

### 2.3. Промежуточные и высокие энергии возбуждения

С увеличением энергии бомбардирующих частиц наблюдается рост сечений деления. Для ядер, у которых барьер деления выше энергии связи нейтрона, это является следствием роста отношения  $\Gamma_f/\Gamma_n$  [см. выражение (1.16)]. В случае ядер с обратной зависимостью  $\Gamma_f/\Gamma_n$  от энергии рост сечения имеет другую причину. При испарении нейтрона из ядра его энергия возбуждения остается выше барьера деления, и ядро мо-

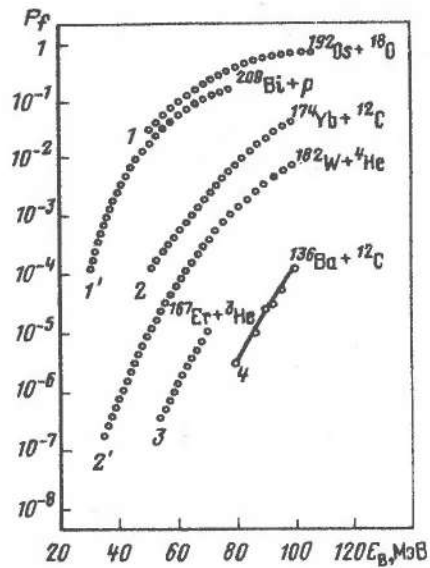
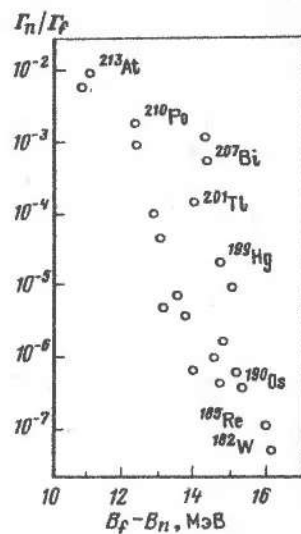


Рис. 2.8. Зависимость вероятности деления  $P_f$  ядер  $^{210}\text{Po}$  (кривые 1 и 1'),  $^{186}\text{Os}$  (2, 2'),  $^{174}\text{Yb}$  (3) и  $^{148}\text{Ce}$  (4) от энергии возбуждения  $E_B$  в реакциях с заряженными частицами (каждая реакция указана у соответствующей кривой)

Рис. 2.9. Зависимость отношения нейтронной и делительной ширины  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от разности энергии связи нейтрона и высоты барьера деления  $B_n - B_f$  для широкого круга ядер

жет испытать деление уже после вылета нейтрона. На рис. 2.4 хорошо видны ступени в сечениях деления ядер  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  нейтронами, когда их энергия достигает 6–7 МэВ. При достаточно высокой энергии возбуждения может оказаться несколько таких ступеней, и с каждой ступенью происходит увеличение вероятности деления. Для ядер с  $Z > 92$  при энергии выше 30 МэВ вероятность деления приближается к единице, а сечение деления — к полному сечению.

На рис. 2.8 представлены зависимости от энергии возбуждения вероятности деления ядер доактинидных элементов (с  $Z < 89$ ), у которых  $B_n < B_f$ , заряженными частицами (от протонов до ионов  $^{18}\text{O}$ ). Как это и следует из выражений (2.7) и (2.9), представленные зависимости обнаруживают экспоненциальный рост, а затем выход на плато. Значения  $P_f$  падают с уменьшением атомного номера делящегося ядра. Это объясняется увеличением разности  $B_f - B_n$  (барьер деления растет, а энергия связи нейтрона меняется очень мало). Для ядер доактинидных элементов ( $Z < 89$ ) имеет место универсальная зависимость  $\Gamma_n/\Gamma_f$  от величины  $B_n - B_f$  (после введения поправок на спаривание): все значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  лежат на одной экспоненте (рис. 2.9).



Другой особенностью представленных на рис. 2.8 зависимостей является то, что для одного и того же делящегося ядра и одинаковой энергии возбуждения вероятность деления выше для бомбардирующих частиц с большей массой. Это объясняется влиянием на вероятность деления углового момента делящегося ядра. Расчеты показывают, что вращательный момент ядра уменьшает его барьер деления [26]. Из рис. 2.10 можно видеть, при каких значениях моментов барьер деления уменьшается до 8 МэВ, а при каких до нуля для всей области ядер.

При энергиях бомбардирующих частиц несколько сот мегаэлектрон-вольт и выше меняется их характер взаимодействия с ядрами. Преобладающими становятся нуклон-нуклонные взаимодействия. С заметной вероятностью происходит образование  $\pi$ -мезонов. Все это может приводить к концентрации больших количеств энергии в относительно малых зонах ядра. При таких условиях появляется ряд новых процессов, конкурирующих с делением: вылет из ядра быстрых нуклонов и  $\pi$ -мезонов, уносящих значительную долю энергии бомбардирующей частицы, испускание осколков ядерной материи (фрагментов) в широком диапазоне массовых чисел. Существенным отличием такого процесса фрагментации от известного процесса деления является его малая длительность ( $\approx 10^{-21}$  с, что много короче времени жизни ядра, испытывающего деление). Ядра, остающиеся после вылета нуклона,  $\pi$ -мезона или фрагмента, оказываются с достаточно большой энергией возбуждения (до десятков мегаэлектрон-вольт) и могут испытать деление. Из-за статистического характера первой ступени этого процесса деление испытывает целый набор ядер с различными  $Z$ ,  $A$  и энергией возбуждения. Для тяжелых ядер это приводит к уменьшению сечения деления при высоких энергиях. На рис. 2.11 представлена зависимость сечения деления ряда ядер протонами от их энергии. Видно, что для U (и более тяжелых ядер) спад сечения наблюдается уже при энергии выше 100 МэВ. При энергии выше 10 ГэВ сечение деления спадает уже более чем вдвое. Для более легких ядер (Bi, Au) максимальное значение сечения деления достигается позднее и практически не уменьшается при больших энергиях. При энергии бомбардирующих частиц 1 ГэВ и выше деление испытывает широкий круг ядер, вплоть до легких с  $A \approx 40 \div 50$ . Необходимо, однако, отметить, что для таких ядер сечение фрагментации значительно превышает сечение деления, и измерение последнего связано с большими неопределенностями.

На рис. 2.12 представлена зависимость вероятности деления ядер частицами высоких энергий (протоны и  $\gamma$ -кванты с энергией 1 ГэВ, ионы  $^{14}\text{N}$  с энергией 126 МэВ) от параметра делимости  $Z^2/A$  [27]. Видно, что быстрый спад вероятности деления в диапазоне  $Z = 90 \div 70$  сменяется плато и даже некоторым ростом при  $Z < 50$ . Значительный разброс значений  $P_f$  при делении различными частицами, по-види

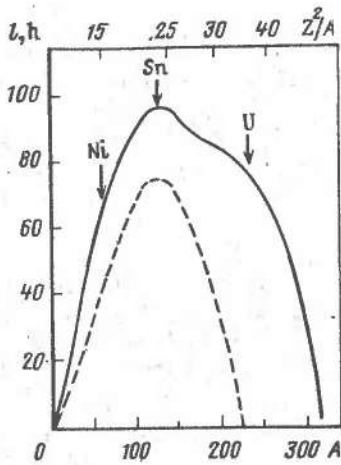


Рис. 2.11. Зависимость сечения деления ядер протонами  $\sigma_f$  от их энергий  $E$

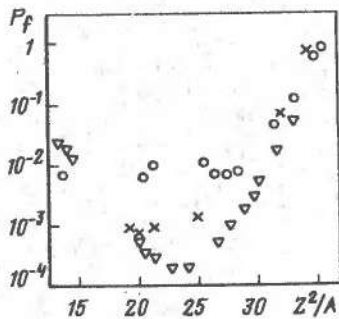


Рис. 2.10. Зависимость от массового числа  $A$  и параметра делимости  $Z^2/A$  углового момента ядра, при котором барьер деления составляет 8 МэВ (пунктир) и обращается в нуль (сплошная линия)

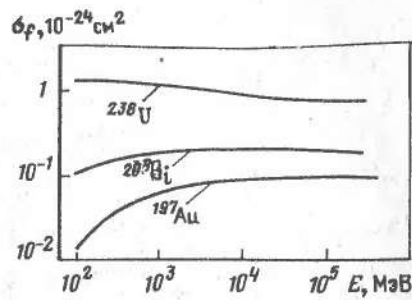


Рис. 2.12. Зависимость вероятности деления ядер  $P_f$  частицами высоких энергий от параметра  $Z^2/A$ :

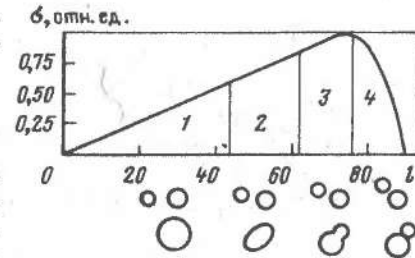
○ — протоны с энергией 1 ГэВ; ▽ — тормозное излучение с граничной энергией 1 ГэВ; × — ионы  $^{14}\text{Nc}$  энергией 126 МэВ

тому, обусловлен разным механизмом реакций, что приводит к некоторому различию по  $Z$ ,  $A$  и энергии возбуждения ядер, испытывающих деление. Кроме того, определенную роль играют и отмеченные выше неопределенности разделения продуктов реакции деления и фрагментации.

#### 2.4. Деление тяжелыми ионами

Деление при высокой энергии возбуждения имеет место и в реакциях с тяжелыми ионами (частицами с  $A > 10$ ). В этом случае высокая энергия достигается в результате поглощения ядром сравнительно большого числа входящих в состав иона нуклонов, каждый из которых имеет небольшую энергию ( $\approx 10$  МэВ). Например, в реакции  $^{181}\text{Ta} + ^{40}\text{Ar}$  при энергии ионов аргона 400 МэВ образуется составное ядро  $^{221}\text{Pa}$  с энергией возбуждения 220 МэВ.

Рис. 2.13. Зависимость сечения образования ядра с угловым моментом  $l$  от значения этого момента



Особенностью реакций с тяжелыми ионами является большой вносимый в ядро угловой момент, достигающий  $100\hbar$ . Значение момента в каждом столкновении определяет характер взаимодействия бомбардирующего тяжелого иона с ядром и протекание процесса деления ядра. На рис. 2.13 представлена зависимость вероятности образования ядра с данным моментом от этого момента и показаны различные механизмы реакций, определяемые значениями момента, приводящие к делению. При малых значениях момента ( $l \leq 40\hbar$ ) образуется обычное составное ядро, которое может испытать деление по рассмотренной выше типичной схеме (область 1). Однако с увеличением момента характер процесса деления существенно меняется. Как уже отмечалось выше, высота барьера деления уменьшается с ростом углового момента ядра и при определенном значении  $l$  барьер становится близким к нулю (см. рис. 2.10), что приводит к практически мгновенному разделению образующегося составного ядра на два осколка. Это так называемое быстрое деление [28] имеет место в интервале  $l = 40 \div 60\hbar$  (область 2). Дальнейший рост момента приводит к тому, что значительно выросшие центробежные силы отталкивания (наряду с кулоновскими) препятствуют образованию составного ядра. В диапазоне  $l = 60 \div 80\hbar$  (область 3) преобладают реакции глубоконоупругих передач [29]. В этих реакциях ядро взаимодействует с ионом очень короткое время ( $\approx 5 \cdot 10^{-21}$  с) и между ними происходит обмен нуклонами (в основном идет передача от тяжелого ядра, с меньшей энергией связи нуклонов, к легкому). Кинетическая энергия налетающего иона практически полностью переходит в энергию возбуждения тяжелого ядра, поэтому продукты реакции (ион с перешедшими к нему нуклонами и оставшееся ядро) разлетаются с энергией, определяемой кулоновскими силами отталкивания. В этом процессе оставшееся ядро имеет большую энергию возбуждения и значительный момент, поэтому оно может характеризоваться заметной вероятностью деления.

При максимальных значениях моментов, когда происходят касательные столкновения, облучаемое ядро приобретает (или теряет) один-два нуклона и небольшую энергию возбуждения (5–10 МэВ). В случае тяжелых ядер это может привести к делению ядра (область 4).

Деление ядер может происходить и тогда, когда налетающий ион пролетает мимо ядра, не касаясь его. В этом случае небольшая, но достаточная для деления тяжелого ядра энергия передается в результате электромагнитного взаимодействия (кулоновское деление).

## 2.5. Деление на три осколка

Наряду с рассмотренным выше делением ядра на два осколка в принципе возможен процесс, в котором ядро делится на три или еще большее число осколков. Энергетически такой процесс даже более выгоден. Например, при спонтанном делении ядра  $^{238}\text{U}$  на три примерно равных по массе осколка выделяется 220 МэВ по сравнению со значением 200 МэВ при обычном бинарном делении. Однако коллективное движение нуклонов в ядре таково, что оно со значительно большей

Таблица 2.3. Выход легких частиц при тройном делении ядер

Частица	$^{233}\text{U}+n$	$^{235}\text{U}+n$	$^{239}\text{Pu}+n$	$^{242}\text{Am}+n$	$^{252}\text{Cf, s.f.}$
$^1\text{H}$	—	0,040 (5)	0,042 (2)	—	0,062 (3)
$^2\text{H}$	0,0089 (5)	0,0085 (5)	0,0152 (5)	—	0,022 (2)
$^3\text{H}$	0,100 (5)	0,122 (5)	0,160 (6)	0,140 (13)	0,24 (2)
$^3\text{He}$	< 0,002	< $2 \cdot 10^{-5}$	< $2 \cdot 10^{-6}$	—	< $3 \cdot 10^{-5}$
$^4\text{He}$	2,17 (7)	1,70 (4)	2,22 (7)	2,25 (10)	3,33 (1)
$^6\text{He}$	0,030 (2)	0,032 (2)	0,043 (1)	0,048 (2)	0,09 (2)
$^8\text{He}$	0,00078 (8)	0,0014 (1)	0,00195 (8)	—	0,0031 (3)
$^6\text{Li}$	—	0,00008 (4)	< $10^{-5}$	—	—
$^7\text{Li}$	0,00080 (4)	0,00070 (5)	0,00145 (5)	0,0018 (5)	—
$^8\text{Li}$	0,00039 (4)	0,00030 (5)	0,00071 (7)	0,00081 (8)	0,0039 (2)*
$^9\text{Li}$	0,00078 (10)	0,00050 (7)	0,00118 (7)	0,0014 (3)	—
$^7\text{Be}$	—	< $2 \cdot 10^{-6}$	< $2 \cdot 10^{-6}$	—	—
$^9\text{Be}$	0,00080 (16)	0,00049 (5)	0,0011 (1)	0,0017 (3)	—
$^{10}\text{Be}$	0,0093 (8)	0,0054 (4)	0,0110 (2)	0,013 (1)	0,013 (5)*
$^{11}\text{Be}$	< $7 \cdot 10^{-5}$	0,00034 (5)	0,00078 (7)	—	—
$^{12}\text{Be}$	—	0,00025 (5)	0,00051 (1)	—	—
$^{10}\text{B}$	—	< $4 \cdot 10^{-6}$	< $4 \cdot 10^{-6}$	—	—
$^{11}\text{B}$	—	0,000042 (2)	0,00020 (7)	—	—
$^{12}\text{B}$	—	0,00003 (1)	0,00022 (9)	—	—
$^{13}\text{B}$	—	0,00003 (1)	0,00029 (9)	—	—
$^{14}\text{B}$	—	0,00002 (1)	0,00005 (2)	—	—
$^{13}\text{C}$	—	0,00008 (5)	0,0002	—	—
$^{14}\text{C}$	—	0,0009 (1)	0,0031 (15)	0,0033 (3)	—
$^{15}\text{C}$	—	0,00025 (16)	0,0008 (3)	—	—
$^{16}\text{C}$	—	0,000030 (15)	0,0008 (4)	—	—
$^{16}\text{N}$	—	< $10^{-5}$	< $4 \cdot 10^{-6}$	—	—
$^{18}\text{O}$	—	< $10^{-5}$	—	—	—
$^{20}\text{O}$	—	0,00008 (3)	0,0002 (1)	—	—
$Z > 8$	< $10^{-6}$	—	< $10^{-7}$	< $5 \cdot 10^{-8}$	—

\* Выход относится ко всем изотопам данного элемента.

вероятностью способствует бинарному делению. Деление на три сравнимых по массе осколка до сих пор не наблюдалось при низкой энергии возбуждения (спонтанном делении или делении тепловыми нейтронами).

В качестве третьего осколка наблюдались сравнительно легкие ядра (от протона до ядер кислорода). Из табл. 2.3 видно, что выходы этих ядер меняются от  $4 \cdot 10^{-3}$  для  $\alpha$ -частиц до  $10^{-6}$  для ядер  $^{20}\text{O}$  [30, 31]. При этом значения выходов одинаковых частиц при делении широкого круга ядер (от U до Fm) сравнительно мало различаются. Измерения угловых и энергетических распределений этих частиц позволяют сделать заключение, что они испускаются непосредственно в момент разрыва из шейки, соединяющей уже сформировавшиеся осколки.

При высокой энергии возбуждения (в реакциях с протонами или тяжелыми ионами) вероятность тройного деления существенно увеличивается. При этом наблюдаются и частицы с массой, близкой к массе осколка. Возможно, однако, что это повышение выхода связано с механизмом реакции. Например, в случае протонов высокой энергии один из осколков (обычно с наименьшей массой) образуется в результате фрагментации, а два других — после деления оставшегося ядра. Сечение такого процесса быстро растет с увеличением энергии бомбардирующих частиц. Схожая ситуация может иметь место и в реакциях с тяжелыми ионами, где один из трех осколков возникает как продукт реакции много-нуклонных передач.

При взаимодействии ионов с наиболее тяжелыми ядрами возможен еще один источник тройного деления. Образующееся после поглощения ядро с массовым числом более 250 и высокой энергией возбуждения с заметной вероятностью испытывает деление с сильно асимметричным распределением масс: для одного из осколков  $A \approx 180 \div 200$ , а для другого  $A \approx 50 \div 70$ . Поскольку большая часть энергии возбуждения остается в тяжелом осколке, он может испытать деление. В результате такого каскадного процесса продуктами реакции являются три осколка. В случае ионов с  $A > 100$  такой процесс деления является преобладающим. В предельных случаях наиболее тяжелых ионов и мишеней, например, в реакции  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  при энергии ионов урана 10 МэВ/нуклон может иметь место деление на четыре осколка.

## Глава 3

### СВОЙСТВА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

#### 3.1. Описание спектров

Значительная энергия, выделяющаяся при делении, приводит к большому набору конечных состояний осколков деления, поэтому они характеризуются широким спектром массовых чисел, ядерных зарядов и кинетических энергий. Эти спектры имеют различную форму, кото-



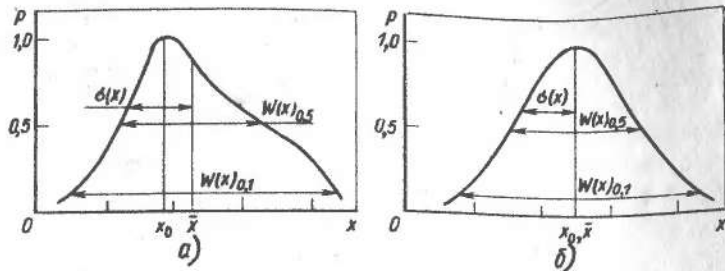


Рис. 3.1. Функции распределения  $P(x)$  и их параметры:  
 а – произвольная функция; б – функция Гаусса

рая зависит от делящегося ядра и его энергии возбуждения. Для систематизации спектров осколков и для сравнения их между собой обычно используют ряд параметров (рис. 3.1).

1. Среднее значение измеряемой величины

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{\infty} xP(x) dx \quad (3.1)$$

для непрерывного распределения или

$$\bar{x} = \sum_{i=1}^{\infty} x_i P(x_i) \quad (3.1a)$$

для дискретного распределения, где  $x$  – измеряемая величина;  $P(x)$  – вероятность ее появления или функция распределения. При этом функция  $P(x)$  нормирована, т.е.

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(x) dx = 1. \quad (3.2)$$

2. Наиболее вероятное значение  $x_0$ , т.е. такое значение  $x$ , при котором функция  $P(x)$  имеет максимальное значение.

3. Дисперсия или среднее значение квадрата отклонений измеряемой величины от ее среднего значения:

$$\sigma^2(x) = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^2 P(x) dx \quad (3.3)$$

или

$$\sigma^2(x) = \sum_{i=1}^{\infty} (x_i - \bar{x})^2 P(x_i). \quad (3.3a)$$

Величину  $\sigma(x)$  обычно называют средним разбросом измеряемой величины.

4. Ширина распределения или разность значений  $x$ , при которых  $P(x)$  составляет определенную долю максимального значения, например, на половине высоты – полуширина  $W(0,5)_x$  или на 0,1 высоты  $W(0,1)_x$ .

5. Асимметрия распределения относительно среднего значения

$$\gamma(x) = (x - \bar{x})^2 / \sigma^3. \quad (3.4)$$

Описание спектров значительно упрощается, если для этого использовать какое-либо математическое выражение. Для спектров осколков наиболее часто используют гауссово распределение. Оно имеет вид симметричной колоколообразной кривой, простирающейся до бесконечности в положительном и отрицательном направлениях (рис. 3.1, б), и определяется выражением

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp[-(x - \bar{x})^2 / 2\sigma^2]. \quad (3.5)$$

Для гауссова распределения справедливы следующие соотношения между указанными выше параметрами:

$$x_0 = \bar{x}; \quad W(0,5)_x = 2,356\sigma; \quad W(0,1)_x = 4,301\sigma; \quad \gamma = 0. \quad (3.6)$$

Отклонения от этих соотношений позволяют судить о степени соответствия полученного распределения гауссову распределению. В некоторых случаях распределения можно описать суммой нескольких кривых Гаусса с различными значениями  $x$ ,  $\sigma$  и нормирующими множителями  $A_i$ :

$$P(x) = \sum_{i=1}^n \frac{A_i}{\sqrt{2\pi}\sigma} [\exp[-(x - \bar{x})^2 / 2\sigma^2]]. \quad (3.7)$$

Гауссово распределение описывает также конечное разрешение прибора, используемого для измерения спектров осколков. Поэтому измеренный на опыте спектр осколков состоит из суммы двух кривых: одна из них соответствует действительному распределению измеряемой величины, а другая отражает конечное разрешение используемого прибора. Дисперсия измеренного спектра представляет собой сумму дисперсий обоих распределений:

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{действ}}^2 + \sigma_{\text{приб}}^2. \quad (3.8)$$

Это соотношение позволяет определить дисперсию действительного распределения, исправленного на конечное разрешение прибора.

Спектры осколков описываются как непрерывными функциями (например, для энергетического или углового распределений), так и

дискретными (для массового или зарядового распределений). Дискретный характер спектра обусловлен конечным числом нуклидов, образующихся при делении.

### 3.2. Массовое распределение

При делении ядер наблюдается широкий спектр масс осколков, форма которого зависит от атомного номера, массового числа и энергии возбуждения делящегося ядра. Принято различать два крайних случая таких распределений:

1. Симметричное распределение с максимумом, близким к половине массового числа делящегося ядра. Это распределение имеет место для всех ядер при большой (выше 40 МэВ) энергии возбуждения, а для ядер легче радия — при всех энергиях. В последние годы было показано, что спонтанное деление наиболее тяжелых ядер ( $^{258}\text{Fm}$ ,  $^{259}\text{Fm}$ ,  $^{259}\text{Md}$ ,  $^{258}\text{No}$ ,  $^{260}\text{Ku}$ ) также характеризуется симметричным распределением по массам.

2. Асимметричное распределение с двумя четко выраженными максимумами (легкие и тяжелые осколки) и небольшим вкладом симметричной компоненты. Оно наблюдается при делении ядер тяжелее тория при низких энергиях возбуждения (за исключением отмеченных выше наиболее тяжелых ядер). Для ядер промежуточных областей или имеющих умеренную энергию возбуждения (20–40 МэВ) будет наблюдаться суперпозиция этих видов распределений.

Испарение нейтронов из осколков приводит к необходимости различать массовые распределения до и после вылета нейтронов. В экспериментах, где производится идентификация конечных продуктов деления, получают массовое распределение после вылета нейтронов. Если же измеряют кинематические характеристики парных осколков (их начальной скорости), то наблюдают первичное массовое распределение, т.е. до вылета нейтронов. Ширины этих распределений практически одинаковы, а средние значения массовых чисел для каждой группы осколков (легкой и тяжелой) сдвинуты на число испущенных нейтронов.

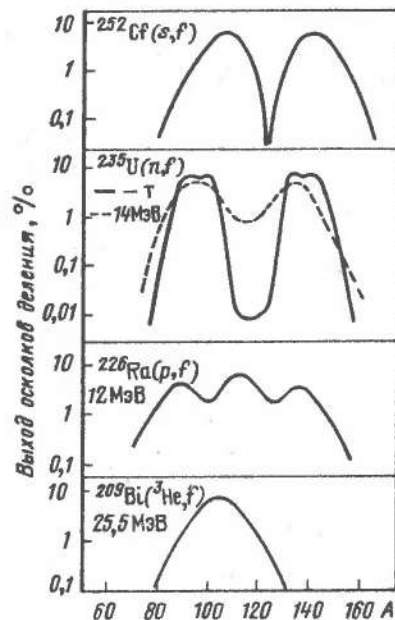
Принята следующая классификация выходов осколков исходя из их свойств:

1. Независимый выход осколков — выход нуклида с данными  $Z$  и  $A$ , образующегося непосредственно после деления и испарения из него нейтронов.

2. Кумулятивный выход продуктов деления ядра — выход данного нуклида, образованного как непосредственно в результате деления, так и при  $\beta$ -распаде всех предшествующих ему изобар в цепочке радиоактивного распада.

Примеры массовых распределений осколков деления тяжелых ядер при сравнительно низкой энергии возбуждения представлены на рис. 3.2

Рис. 3.2. Массовые распределения осколков при низкой энергии возбуждения



и в табл. 3.1 (энергия возбуждения делящегося ядра, реакция деления, средние значения массовых чисел групп легких ( $A_L$ ) и тяжелых ( $A_T$ ) осколков, их полуширины  $W(0,5)_A$  и отношение выходов осколков в пике и минимуме между пиками  $P/V$ , отражающее вклад симметричной компоненты [7]. В табл. 3.2 представлены полные выходы осколков (они равны кумулятивным выходам нуклидов, находящимся в конце цепочки  $\beta$ -распадов) при делении ядра  $^{235}\text{U}$  нейтронами различных энергий [32]. Из рис. 3.2 и табл. 3.1 и 3.2 можно вывести ряд закономерностей:

1. С ростом массового числа делящегося ядра значения  $A_T$  остаются неизменными, а значения  $A_L$  возрастают.
2. Полуширина распределения растет с увеличением атомного номера делящегося ядра (от 11 для изотопов Th до 18 для изотопов Fm).
3. Отношение выходов осколков в пике и в минимуме ( $P/V$ ) падает с ростом  $Z$  и  $A$  делящегося ядра (при одинаковой энергии возбуждения).

Зависимость приведенных в табл. 3.1 характеристик первичного массового распределения осколков от энергии возбуждения делящегося ядра представлена на рис. 3.3. Видно, что с ростом энергии возбуждения происходит сближение пиков легких и тяжелых осколков, увеличение их полуширины и выхода симметричной компоненты (это выражается в значительном уменьшении отношения  $P/V$ ).

Зависимость полуширины (или дисперсии  $\sigma^2$ ) массового распределения от энергии возбуждения  $E$  делящегося ядра приближенно описывается выражением

$$\sigma_A^2 = k_A T, \quad (3.9)$$

где  $k_A$  — коэффициент;  $T$  — температура ядра в седловой точке,

$$T = \sqrt{8(E_B - B_f)/A}. \quad (3.10)$$

Влияние энергии возбуждения на характер массового распределения осколков можно обнаружить и в измерениях этих распределений при

Таблица 3.1. Характеристики массового распределения осколков деления тяжелых ядер при низких энергиях возбуждения

Ядро	$E_B$ , МэВ	Реакция, энергия частиц, МэВ	$\overline{A}_D$ , а.е.м.	$\overline{A}_T$ , а.е.м.	$W(0,5)A$ , а.е.м.	$P/V$
$^{228}\text{Th}$	7,1	$^{227}\text{Th} + n$ , т.	89,5	138,5	20	230
$^{230}\text{Th}$	6,8	$^{229}\text{Th} + n$ , т.	90	140	18	530
$^{232}\text{Th}$	6,5	$^{232}\text{Th} + \gamma$ , 9	93	139	12	100
$^{233}\text{Th}$	6,9	$^{232}\text{Th} + n$ , 2	92	141	13	1600
$^{231}\text{Pa}$	12,8	$^{230}\text{Th} + p$ , 8	93	138	16	3
$^{232}\text{Pa}$	5,7	$^{231}\text{Pa} + n$ , т.	92,5	139,5	12	2270
$^{233}\text{Pa}$	13,4	$^{232}\text{Th} + p$ , 8	93	140	13	9,2
$^{233}\text{U}$	5,8	$^{232}\text{U} + n$ , т.	95	138	14	780
$^{234}\text{U}$	6,8	$^{233}\text{U} + n$ , т.	95	139	14,5	37
$^{236}\text{U}$	6,5	$^{235}\text{U} + n$ , т.	97	139	15	650
$^{238}\text{U}$	9,7	$^{238}\text{U} + \gamma$ , 12	99	139	15	55
$^{239}\text{U}$	6,3	$^{238}\text{U} + n$ , 1,5	99	140	15	600
$^{236}\text{Np}$	12,7	$^{235}\text{U} + p$ , 8	99	137	17	7,5
$^{238}\text{Np}$	5,5	$^{237}\text{Np} + n$ , т.	98,5	139,5	16	1120
$^{239}\text{Np}$	13,3	$^{238}\text{U} + p$ , 8	100	139	18	13,5
$^{239}\text{Pu}$	6,6	$^{238}\text{Pu} + n$ , т.	100	139	15	250
$^{240}\text{Pu}$	0	$^{240}\text{Pu}$ , s.f.	101,5	138,5	14	566
$^{241}\text{Pu}$	7,4	$^{240}\text{Pu} + n$ , 6	100,5	141,5	16	80
$^{242}\text{Pu}$	0	$^{242}\text{Pu}$ , s.f.	104,5	137,5	13,5	500
$^{243}\text{Pu}$	7,0	$^{242}\text{Pu} + n$ , 6	103	140	17	70
$^{244}\text{Pu}$	9,4	$^{244}\text{Pu} + \gamma$ , 12	103	141	18	14
$^{242}\text{Am}$	5,5	$^{241}\text{Am} + n$ , т.	102,5	139,5	15,5	117
$^{244}\text{Am}$	5,2	$^{243}\text{Am} + n$ , т.	103,5	140,5	15,5	82
$^{244}\text{Cm}$	0	$^{244}\text{Cm}$ , s.f.	105	139	12	$\geq 5700$
$^{246}\text{Cm}$	0	$^{246}\text{Cm}$ , s.f.	106	140	15	$\geq 1000$
$^{246}\text{Cm}$	6,4	$^{245}\text{Cm} + n$ , т.	105,5	140,5	16	155
$^{248}\text{Cm}$	0	$^{248}\text{Cm}$ , s.f.	107	141	15,5	$\geq 1000$
$^{252}\text{Cf}$	0	$^{252}\text{Cf}$ , s.f.	108,5	143,5	16,5	750
$^{252}\text{Cf}$	6,2	$^{251}\text{Cf} + n$ , т.	109,5	142,5	18	20
$^{254}\text{Cf}$	0	$^{254}\text{Cf}$ , s.f.	111	143	17	$\geq 140$
$^{253}\text{Es}$	0	$^{253}\text{Es}$ , s.f.	111,5	141,5	16	330
$^{255}\text{Es}$	6,0	$^{254}\text{Es} + n$ , т.	114	141	19	6
$^{254}\text{Fm}$	0	$^{254}\text{Fm}$ , s.f.	111,5	142,5	17	42
$^{256}\text{Fm}$	0	$^{256}\text{Fm}$ , s.f.	116	140	18	12
$^{257}\text{Fm}$	0	$^{257}\text{Fm}$ , s.f.	114	143	20	2,5

Таблица 3.2. Рекомендованные значения полного выхода продуктов деления ядер  $^{235}\text{U}$  нейтронами разных энергий

A	Y, т.	Y, 14,7 МэВ	A	Y, т.	Y, 14,7 МэВ
72	$6,6 \cdot 10^{-6}$	0,00651	116	0,0114	1,05
73	$1,0 \cdot 10^{-4}$	0,0111	117	0,0111	1,05
74	$3,4 \cdot 10^{-4}$	0,0187	118	0,0983	1,05
75	0,00109	0,0310	119	0,0102	1,05
76	0,00345	0,0490	120	0,0106	1,05
77	0,00813	0,0680	121	0,0134	1,01
78	0,0176	0,113	122	0,0121	1,19
79	0,0450	0,165	123	0,0158	1,31
80	0,125	0,245	124	0,0190	1,46
81	0,208	0,351	125	0,0291	1,82
82	0,384	0,509	126	0,0550	1,81
83	0,537	0,959	127	0,125	1,95
84	1,000	1,02	128	0,344	2,37
85	1,31	1,39	129	0,695	2,47
86	1,96	1,89	130	1,73	3,39
87	2,55	2,51	131	2,89	4,09
88	3,64	3,33	132	4,29	4,29
89	4,81	4,24	133	6,70	4,91
90	5,92	4,44	134	7,81	5,08
91	5,93	4,79	135	6,56	4,59
92	5,98	4,98	136	6,23	5,77
93	6,38	5,41	137	6,23	6,15
94	6,44	5,09	138	6,77	6,06
95	6,50	4,84	139	6,42	4,92
96	6,27	5,35	140	6,31	4,42
97	5,94	5,77	141	5,84	3,91
98	5,80	5,54	142	5,90	4,39
99	6,15	5,18	143	5,95	3,93
100	6,22	4,73	144	5,49	3,09
101	5,06	4,26	145	3,93	2,71
102	4,21	3,75	146	2,97	2,14
103	3,03	3,48	147	2,24	1,67
104	1,83	2,55	148	1,68	1,20
105	1,02	1,70	149	1,08	0,844
106	0,392	1,73	150	0,649	0,613
107	0,186	1,60	152	0,417	0,427
108	0,0706	1,44	153	0,268	0,314
109	0,0275	1,30	154	0,0737	0,131
110	0,0221	1,18	155	0,0320	0,0762
111	0,0188	1,04	156	0,0132	0,0519
112	0,0118	0,748	157	0,00613	0,0310
113	0,0117	1,01	158	0,00286	0,0195
114	0,0112	1,05	159	0,00100	0,0127
115	0,0105	1,08	160	0,00031	0,0078

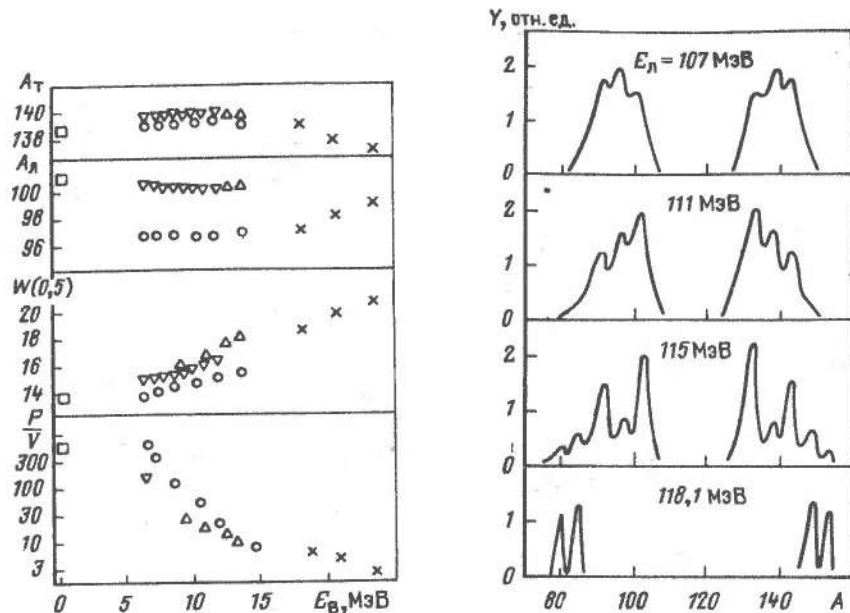


Рис. 3.3. Зависимость параметров массового распределения осколков деления ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$  от энергии возбуждения в реакциях:  $^{235}\text{U} + n$  (○);  $^{232}\text{Th} + \alpha$  (×);  $^{239}\text{Pu} + n$  (▽);  $^{240}\text{Pu} + \gamma$  (△);  $^{240}\text{Pu}$ , s.f. (□)

Рис. 3.4. Массовые распределения осколков деления ядра  $^{233}\text{U}$  тепловыми нейтронами при различной кинетической энергии легкого осколка

разных кинетических энергиях осколков. В соответствии с законом сохранения энергии при делении следует, что чем больше кинетическая энергия осколков, тем меньше их энергия возбуждения. Из рис. 3.4 видно, что с ростом суммарной кинетической энергии осколков полуширины обоих пиков уменьшаются и начинает четко проявляться тонкая структура [33]. При минимальной энергии возбуждения ( $\approx 4$  МэВ) наблюдаются лишь легкие осколки с  $A \approx 80$  и 85 и тяжелые с  $A \approx 149$  и 154. Деление при других соотношениях массовых чисел осколков становится уже энергетически невозможным.

Деление частицами высоких энергий (например, протонами с энергией сотни мегаэлектрон-вольт), а также тяжелыми ионами, как уже отмечалось выше, имеет ряд особенностей по сравнению с частицами низких энергий. Оно характеризуется, как правило, симметричным массовым распределением. Ряд примеров таких распределений представлен на рис. 3.5, а характеристики этих распределений [сред-

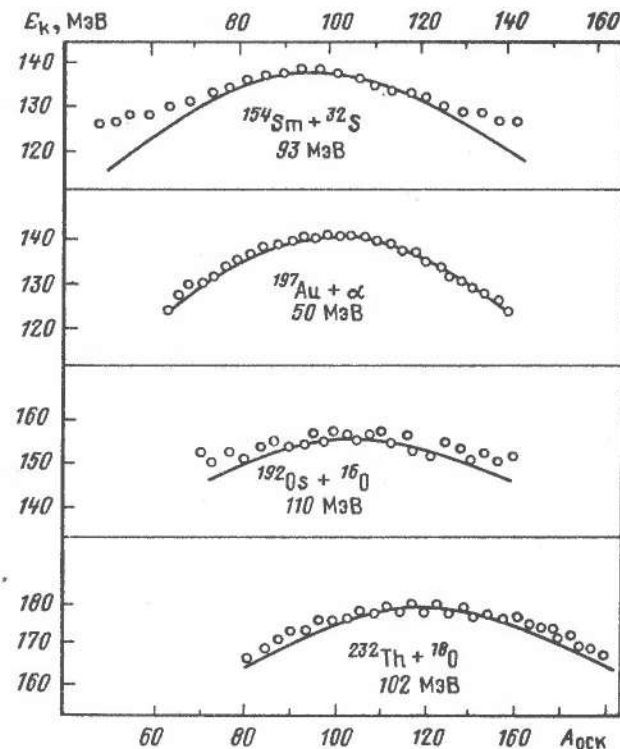


Рис. 3.5. Массовые распределения осколков при высокой энергии возбуждения (реакции деления и энергия частиц указаны у каждой кривой)

Таблица 3.3. Массовые распределения осколков при высокой энергии возбуждения

Ядро	$E_B$ , МэВ	Реакция, энергия частиц, МэВ	$\bar{A}_{оск}$ , а.е.м.	$W(0,5)_A$ , а.е.м.	$\frac{W(0,5)_A}{2\bar{A}_{оск}}$
$^{97}\text{Rh}$	96	$^{65}\text{Cu} + ^{32}\text{S}$ , 160	47	66 (6)	0,70 (7)
$^{108}\text{Cd}$	101	$^{76}\text{Ge} + ^{32}\text{S}$ , 158	53	50 (5)	0,47 (5)
$^{111}\text{Sb}$	100	$^{79}\text{Br} + ^{32}\text{S}$ , 170	55	45 (4)	0,41 (4)
$^{121}\text{Cs}$	76	$^{89}\text{Y} + ^{32}\text{S}$ , 170	58	24 (2)	0,21 (3)
$^{127}\text{La}$	122	$^{107}\text{Ag} + ^{20}\text{Ne}$ , 165	62	37 (3)	0,29 (3)
$^{150}\text{Cd}$	380	$^{159}\text{Tb} + p$ , 1000	65	56 (3)	0,43 (4)
$^{165}\text{Ho}$	73	$^{124}\text{Sn} + ^{35}\text{Cl}$ , 165	75	27 (2)	0,18 (2)
$^{185}\text{Re}$	72	$^{181}\text{Ta} + \alpha$ , 77	91	29 (2)	0,16 (1)
$^{186}\text{Os}$	95	$^{182}\text{W} + \alpha$ , 100	90	35 (3)	0,19 (2)

Ядро	$E_B$ , МэВ	Реакция, энергия частиц, МэВ	$\bar{A}_{оск}$ , а.е.м.	$W(0,5)_A$ , а.е.м.	$W(0,5)_A / 2\bar{A}_{оск}$
$^{186}\text{Pt}$	63	$^{154}\text{Sm} + ^{32}\text{S}$ , 148	91	30 (1)	0,17 (1)
$^{193}\text{Au}$	84	$^{181}\text{Ta} + ^{12}\text{C}$ , 105	95	28 (2)	0,15 (1)
$^{199}\text{Hg}$	90	$^{197}\text{Au} + d$ , 80	96	29 (1)	0,16 (1)
$^{201}\text{Tl}$	47	$^{197}\text{Au} + \alpha$ , 50	99	23 (1)	0,12 (1)
$^{207}\text{Bi}$	46	$^{203}\text{Tl} + \alpha$ , 50	102,5	24 (1)	0,12 (1)
$^{208}\text{Po}$	44	$^{204}\text{Pb} + \alpha$ , 50	103	25 (1)	0,12 (1)
$^{208}\text{Po}$	102	$^{192}\text{Pb} + ^{16}\text{O}$ , 131	101	33 (1)	0,16 (1)
$^{205}\text{At}$	198	$^{181}\text{Ta} + ^{24}\text{Mg}$ , 270	93	49 (3)	0,26 (2)
$^{212}\text{At}$	65	$^{209}\text{Bi} + ^3\text{He}$ , 60	104	30 (1)	0,14 (1)
$^{217}\text{Ac}$	110	$^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ , 172	103	40 (2)	0,19 (1)
$^{227}\text{Pa}$	200	$^{238}\text{U} + p$ , 1000	108	60 (3)	0,28 (2)
$^{236}\text{U}$	132	$^{232}\text{Th} + \alpha$ , 140	110	48 (3)	0,22 (2)
$^{237}\text{Bk}$	89	$^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ , 250	114	73 (3)	0,32 (2)
$^{240}\text{Cf}$	50	$^{208}\text{Pb} + ^{32}\text{S}$ , 180	117	52 (4)	0,22 (2)
$^{250}\text{Cf}$	55	$^{232}\text{Th} + ^{18}\text{O}$ , 102	120	47 (4)	0,20 (2)
$^{254}\text{Fm}$	81	$^{238}\text{U} + ^{16}\text{O}$ , 128	121,5	84 (4)	0,32 (2)
$^{249}\text{Md}$	80	$^{209}\text{Bi} + ^{40}\text{Ar}$ , 250	120	70 (3)	0,28 (2)
$^{258}\text{No}$	65	$^{238}\text{U} + ^{20}\text{Ne}$ , 130	124,5	79 (4)	0,32 (2)
$^{264}\text{Ku}$	48	$^{246}\text{Cm} + ^{18}\text{O}$ , 102	125,5	48 (4)	0,19 (2)
$^{272}\text{108}$	115	$^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ , 300	130	107 (5)	0,41 (2)
$^{273}\text{109}$	90	$^{238}\text{U} + ^{35}\text{Cl}$ , 240	132	73 (4)	0,28 (3)
$^{278}\text{110}$	75	$^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ , 250	134	105 (5)	0,39 (2)

нее массовое число  $\bar{A}_{оск}$  и полуширина  $W(0,5)_A$  — в табл. 3.3 [7]. В отличие от данных табл. 3.1 приведенные параметры относятся к конечным распределениям (после испускания нейтронов), так как в реакциях с частицами высоких энергий и тяжелыми ионами трудно разделить нейтроны, испаряющиеся из осколков и испускаемые до деления. Видно, что полуширина распределения или ее отношение к массовому числу осколка меняются в широких пределах (соответственно от 23 до 110 а.е.м. или от 0,12 до 0,70). Это отражает влияние на полуширину энергии возбуждения делящегося ядра, вносимого в него углового момента и структуры делящегося ядра. Учет энергии возбуждения согласно выражению (1.28) позволяет выделить закономерности в поведении полуширины массового распределения

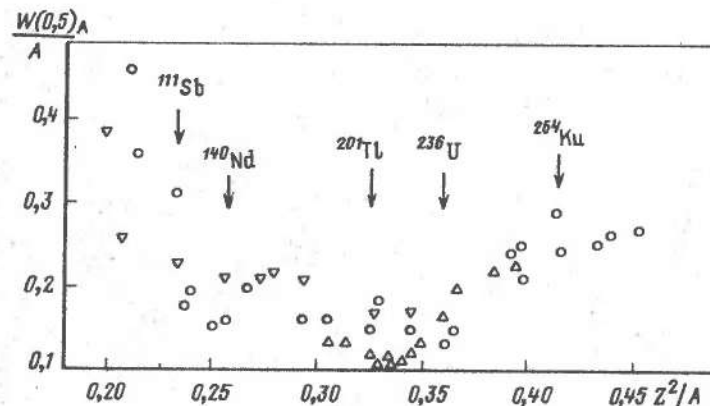


Рис. 3.6. Зависимость полуширины массового распределения осколков, отнесенной к сумме их массовых чисел, от параметра  $Z^2/A$  делящегося ядра при его температуре в седловой точке 1 МэВ в реакциях с протонами высоких энергий ( $\nabla$ ),  $\alpha$ -частицами ( $\Delta$ ) и тяжелыми ионами ( $\circ$ )

(рис. 3.6). Наибольшие значения  $W(0,5)_A$  наблюдаются у легких ядер, где, по-видимому, должна находиться точка Бусинаро–Галлоне, и у наиболее тяжелых ядер.

### 3.3. Ядерный заряд осколков

Осколку с данным массовым числом, как правило, соответствует несколько ядер-изобаров, выходы которых описываются гауссовым распределением (рис. 3.7) [34]:

$$P(Z) = \frac{k}{\sqrt{2\pi}(\sigma + 1/12)} \exp \left\{ -\frac{(Z - Z_p)^2}{2(\sigma + 1/12)^2} \right\}, \quad (3.11)$$

где  $Z_p$ ,  $\sigma$  и  $k$  — параметры этого распределения (соответственно наиболее вероятное значение заряда, дисперсия относительно него и нормирующий множитель). Последний параметр определяет повышенный выход осколков с четными  $Z$  и  $N$ . Слагаемое  $1/12$ , добавляемое к значению стандартного отклонения, указывает на дискретный характер изменения заряда.

При обсуждении вопроса о зарядовом распределении первичных осколков, т.е. непосредственно после деления ядра и эмиссии нейтронов, но до  $\beta$ -распада в качестве первого приближения принимают так называемое неискаженное зарядовое распределение (н.з.р.). В этом распределении предполагается, что плотность заряда (отношение числа протонов  $Z$  к числу нуклонов  $A$ ) в каждом из осколков такая же,

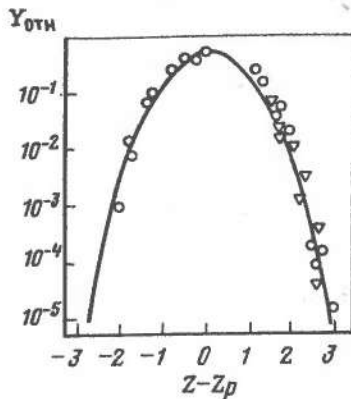


Рис. 3.7. Распределение ядерного заряда осколков относительно его среднего значения

Рис. 3.8. Зависимость от массового числа осколка среднего заряда  $Z_p$ , измеренного на опыте (сплошная линия) и вычисленного по формуле (1.32) — пунктир и стандартного отклонения  $\sigma_p$  в реакции  $^{235}\text{U}(n, f)$ , т.

как и в делящемся ядре:

$$Z_{\text{л}}/A_{\text{л}} + \nu_{\text{л}} = Z_{\text{т}}/A_{\text{т}} + \nu_{\text{т}} = Z_0/A_0, \quad (3.12)$$

где индексы л, т и 0 относятся соответственно к легкому и тяжелому осколкам и делящемуся ядру;  $\nu_{\text{л}}$  и  $\nu_{\text{т}}$  — среднее число нейтронов, испускаемых из легкого и тяжелого осколков. Тогда средний заряд для данного массового числа осколка  $A_i$  определится выражением

$$Z_{\text{н.з.р}} = (A_i + \nu_i)Z_0/A_0. \quad (3.13)$$

Однако определяемый этим выражением средний заряд несколько отличается от измеренного на опыте ( $Z_p$ ). Это связано с влиянием на зарядовое распределение осколков таких факторов, как удаленность от долины  $\beta$ -стабильности и энергия, выделяющаяся при делении для различных комбинаций  $Z$  и  $A$  осколков.

На рис. 3.8 представлена зависимость от массового числа осколка разности их ядерных зарядов, измеренного на опыте и рассчитанного по формуле (1.32) —  $Z_p - Z_{\text{н.з.р}}$ , а также стандартного отклонения  $\sigma$  при делении ядра  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Видно, что при низких энергиях возбуждения эта разность достигает 0,4–0,5. Она убывает с ростом энергии возбуждения и атомного номера делящегося ядра. Предполагается, что при высоких энергиях возбуждения средний заряд осколков соответствует неискаженному зарядовому распределению.

Имеет место эмпирическая зависимость, связывающая средние заряды осколков с данным массовым числом  $Z_p(A)$  при делении различных ядер. Например, если одно из этих ядер  $^{236}\text{U}$ , делящееся в реакции  $^{235}\text{U} + n$  с тепловыми нейтронами, то соотношение имеет вид

$$Z_p(A) = Z_p(^{236}\text{U}) + (1/2)(Z_0 - 92) - 0,19(A_0 - \nu - 234,5), \quad (3.14)$$

где  $Z_0$  и  $A_0$  — атомный номер и массовое число исследуемого делящегося ядра;  $\nu$  — среднее число нейтронов при делении этого ядра.

Другим параметром, определяющим зарядовое распределение осколков, является дисперсия этого распределения ( $\sigma_p^2$ ). Обычно используют значение этого параметра, усредненное по всему спектру массовых чисел осколков и интервалу тяжелых делящихся ядер от Th до Cf и составляющее 0,6. В действительности зависимость дисперсии от массового числа осколков (рис. 3.8) представляет собой осциллирующую кривую, отражающую повышенный выход осколков с четными  $Z$  и  $N$ . С ростом энергии возбуждения значения  $\sigma_p^2$  повышаются и при энергиях в несколько сотен мегаэлектрон-вольт (в реакциях с частицами высоких энергий и тяжелыми ионами) достигают значений 1,0–1,2.

Нормирующий множитель  $k$  отличается от единицы только при наиболее низких энергиях возбуждения (при спонтанном делении и делении тепловыми нейтронами). Он составляет 1,2–1,3 для осколков с четными  $Z$  и 1,05–1,10 — с четным  $N$ . Однако уже при энергии нейтронов, вызывающих деление, выше 3 МэВ эти эффекты практически исчезают.

Параметры зарядового распределения, определенные непосредственно из опыта или из интерполяции опытных данных, позволяют определить выходы отдельных изобар (независимые выходы осколков). Полученные таким образом данные для реакции деления ядра  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами представлены в табл. 3.4 [35]. Они отражают

Таблица 3.4. Независимые выходы осколков деления в реакции  $^{235}\text{U} + n$ , т.

$A; \nu$	$Z$	$Y_{\text{отн}}$	$A; \nu$	$Z$	$Y_{\text{отн}}$
80;	31Ga	0,093			
0,75	32Ge	0,824	82;	34Se	0,045
	33As	0,081	0,85	31Ga	0,028
	34Se	0,001		32Ge	0,395
				33As	0,370
81;	31Ga	0,054		34Se	0,200
0,80	32Ge	0,615	83;	32Ge	0,120
	33As	0,285	0,90	33As	0,373

Продолжение табл. 3.4

A; $\nu$	Z	$Y_{OTH}$	A; $\nu$	Z	$Y_{OTH}$
	<sup>34</sup> Se	0,476	94;	<sup>36</sup> Kr	0,027
	<sup>35</sup> Br	0,029	1,49	<sup>37</sup> Rb	0,214
84;	<sup>32</sup> Ge	0,014		<sup>38</sup> Sr	0,656
0,96	<sup>33</sup> As	0,220		<sup>39</sup> Y	0,097
	<sup>34</sup> Se	0,706	95;	<sup>36</sup> Kr	0,074
	<sup>35</sup> Br	0,060	1,52	<sup>37</sup> Rb	0,137
	<sup>36</sup> Kr	0,001		<sup>38</sup> Sr	0,711
85;	<sup>32</sup> Ge	0,011		<sup>39</sup> Y	0,137
1,01	<sup>33</sup> As	0,141	96;	<sup>37</sup> Rb	0,049
	<sup>34</sup> Se	0,683	1,54	<sup>38</sup> Sr	0,537
	<sup>35</sup> Br	0,153		<sup>39</sup> Y	0,320
	<sup>36</sup> Kr	0,012		<sup>40</sup> Zr	0,090
86;	<sup>33</sup> As	0,055	97;	<sup>37</sup> Rb	0,041
1,08	<sup>34</sup> Se	0,575	1,55	<sup>38</sup> Sr	0,526
	<sup>35</sup> Br	0,300		<sup>39</sup> Y	0,338
	<sup>36</sup> Kr	0,067		<sup>40</sup> Zr	0,093
87;	<sup>33</sup> As	0,023	98;	<sup>38</sup> Sr	0,186
1,17	<sup>34</sup> Se	0,334	1,56	<sup>39</sup> Y	0,327
	<sup>35</sup> Br	0,366		<sup>40</sup> Zr	0,426
	<sup>36</sup> Kr	0,262		<sup>41</sup> Nb	0,048
88;	<sup>34</sup> Se		99;	<sup>38</sup> Sr	0,061
1,27	<sup>35</sup> Br	0,151	1,56	<sup>39</sup> Y	0,255
	<sup>36</sup> Kr	0,314		<sup>40</sup> Zr	0,587
	<sup>37</sup> Rb	0,466		<sup>41</sup> Nb	0,088
89;	<sup>34</sup> Se	0,058		<sup>42</sup> Mo	0,007
1,32	<sup>35</sup> Br	0,056	100;	<sup>38</sup> Sr	0,001
	<sup>36</sup> Kr	0,287	1,56	<sup>39</sup> Y	0,084
	<sup>37</sup> Rb	0,596		<sup>40</sup> Zr	0,798
90;	<sup>35</sup> Br	0,059		<sup>41</sup> Nb	0,115
1,35	<sup>36</sup> Kr	0,106		<sup>42</sup> Mo	0,001
	<sup>37</sup> Rb	0,785	101;	<sup>39</sup> Y	0,047
	<sup>38</sup> Sr	0,106	1,56	<sup>40</sup> Zr	0,606
91;	<sup>35</sup> Br	0,003		<sup>41</sup> Nb	0,298
1,38	<sup>36</sup> Kr	0,553		<sup>42</sup> Mo	0,047
	<sup>37</sup> Rb	0,323	102;	<sup>39</sup> Y	0,013
	<sup>38</sup> Sr	0,077	1,57	<sup>40</sup> Zr	0,395
92;	<sup>35</sup> Br	0,023		<sup>41</sup> Nb	0,432
1,41	<sup>36</sup> Kr	0,302		<sup>42</sup> Mo	0,158
	<sup>37</sup> Rb	0,346	103;	<sup>40</sup> Zr	0,176
	<sup>38</sup> Sr	0,302	1,57	<sup>41</sup> Nb	0,440
	<sup>39</sup> Y	0,023		<sup>42</sup> Mo	0,370
93;	<sup>36</sup> Kr	0,115		<sup>43</sup> Tc	0,011
1,46	<sup>37</sup> Rb	0,347	104;	<sup>40</sup> Zr	0,053
	<sup>38</sup> Sr	0,496	1,57	<sup>41</sup> Nb	0,311
	<sup>39</sup> Y	0,039		<sup>42</sup> Mo	0,592

Продолжение табл. 3.4

A; $\nu$	Z	$Y_{OTH}$	A; $\nu$	Z	$Y_{OTH}$
	<sup>43</sup> Tc	0,043		<sup>48</sup> Cd	0,014
105;	<sup>40</sup> Zr	0,009	116;	<sup>45</sup> Rh	0,038
1,60	<sup>41</sup> Nb	0,146	1,98	<sup>46</sup> Pd	0,572
	<sup>42</sup> Mo	0,704		<sup>47</sup> Ag	0,328
	<sup>43</sup> Tc	0,134		<sup>48</sup> Cd	0,061
106;	<sup>41</sup> Nb	0,049	117;	<sup>45</sup> Rh	0,038
1,70	<sup>42</sup> Mo	0,610	1,96	<sup>46</sup> Pd	0,676
	<sup>43</sup> Tc	0,294		<sup>47</sup> Ag	0,266
	<sup>44</sup> Ru	0,046		<sup>48</sup> Cd	0,018
107;	<sup>41</sup> Nb	0,010	118;	<sup>45</sup> Rh	0,019
1,80	<sup>42</sup> Mo	0,367	1,92	<sup>46</sup> Pd	0,365
	<sup>43</sup> Tc	0,444		<sup>47</sup> Ag	0,396
	<sup>44</sup> Ru	0,185		<sup>48</sup> Cd	0,214
108;	<sup>42</sup> Mo	0,053		<sup>49</sup> In	0,006
1,90	<sup>43</sup> Tc	0,311	119;	<sup>46</sup> Pd	0,104
	<sup>44</sup> Ru	0,592	1,80	<sup>47</sup> Ag	0,390
	<sup>45</sup> Rh	0,043		<sup>48</sup> Cd	0,483
109;	<sup>42</sup> Mo	0,008		<sup>49</sup> In	0,022
2,00	<sup>43</sup> Tc	0,134	120;	<sup>46</sup> Pd	0,039
	<sup>44</sup> Ru	0,704	1,60	<sup>47</sup> Ag	0,277
	<sup>45</sup> Rh	0,146		<sup>48</sup> Cd	0,627
	<sup>46</sup> Pd	0,009		<sup>49</sup> In	0,055
110;	<sup>43</sup> Tc	0,053	121;	<sup>46</sup> Pd	0,015
2,05	<sup>44</sup> Ru	0,623	1,40	<sup>47</sup> Ag	0,182
	<sup>45</sup> Rh	0,282		<sup>48</sup> Cd	0,695
	<sup>46</sup> Pd	0,041		<sup>49</sup> In	0,103
111;	<sup>43</sup> Tc	0,017	122;	<sup>47</sup> Ag	0,106
2,05	<sup>44</sup> Ru	0,433	1,20	<sup>48</sup> Cd	0,696
	<sup>45</sup> Rh	0,416		<sup>49</sup> In	0,179
	<sup>46</sup> Pd	0,133		<sup>50</sup> Sn	0,014
112;	<sup>44</sup> Ru	0,232	123;	<sup>47</sup> Ag	0,060
2,05	<sup>45</sup> Rh	0,456	1,00	<sup>48</sup> Cd	0,639
	<sup>46</sup> Pd	0,301		<sup>49</sup> In	0,265
	<sup>47</sup> Ag	0,007		<sup>50</sup> Sn	0,035
113;	<sup>44</sup> Ru	0,089	124;	<sup>47</sup> Ag	0,005
2,05	<sup>45</sup> Rh	0,372	0,80	<sup>48</sup> Cd	0,489
	<sup>46</sup> Pd	0,512		<sup>49</sup> In	0,319
	<sup>47</sup> Ag	0,267		<sup>50</sup> Sn	0,130
114;	<sup>44</sup> Ru	0,026	125;	<sup>47</sup> Ag	0,013
2,03	<sup>45</sup> Rh	0,236	0,65	<sup>48</sup> Cd	0,389
	<sup>46</sup> Pd	0,663		<sup>49</sup> In	0,434
	<sup>47</sup> Ag	0,072		<sup>50</sup> Sn	0,162
115;	<sup>45</sup> Rh	0,106	126;	<sup>48</sup> Cd	0,232
2,00	<sup>46</sup> Pd	0,696	0,50	<sup>49</sup> In	0,456
	<sup>47</sup> Ag	0,179		<sup>50</sup> Sn	0,301

Продолжение табл. 3.4

A; $\nu$	Z	$Y_{отн}$	A; $\nu$	Z	$Y_{отн}$
	51Sb	0,007		55Cs	0,018
127;	48Cd	0,114	138;	53J	0,157
0,35	49In	0,400	1,14	54Xe	0,810
	50Sn	0,404		55Cs	0,032
	51Sb	0,020		56Ba	0,001
128;	49In	0,076	139;	53J	0,018
0,28	50Sn	0,849	1,17	54Xe	0,915
	51Sb	0,076		55Cs	0,065
	52Te	0,002		56Ba	0,002
129;	49In	0,083	140;	53J	0,045
0,28	50Sn	0,833	1,21	54Xe	0,553
	51Sb	0,083		55Cs	0,323
	52Te	0,002		56Ba	0,077
130;	49In	0,048	141;	53J	0,008
0,30	50Sn	0,620	1,23	54Xe	0,237
	51Sb	0,290		55Cs	0,401
	52Te	0,041		56Ba	0,388
131;	49In	0,029	142;	57La	0,016
0,38	50Sn	0,445	1,25	54Xe	0,046
	51Sb	0,373		55Cs	0,341
	52Te	0,150		56Ba	0,584
132;	49In	0,017	143;	57La	0,027
0,49	50Sn	0,318	1,27	54Xe	0,027
	51Sb	0,382		55Cs	0,214
	52Te	0,270		56Ba	0,655
	53J	0,013		57La	0,097
133;	50Sn	0,065	144;	55Cs	0,054
0,65	51Sb	0,284	1,29	56Ba	0,718
	52Te	0,581		57La	0,215
	53J	0,066		58Ce	0,011
134;	51Sb	0,084	145;	55Cs	0,014
0,85	52Te	0,762	1,31	56Ba	0,574
	53J	0,148		57La	0,377
	54Xe	0,004		58Ce	0,035
135;	51Sb	0,025	146;	55Cs	0,006
0,99	52Te	0,514	1,33	56Ba	0,289
	53J	0,375		57La	0,457
	54Xe	0,085		58Ce	0,243
136;	52Te	0,391	147;	56Ba	0,098
1,07	53J	0,388	1,37	57La	0,351
	54Xe	0,192		58Ce	0,513
	55Cs	0,005		59Pr	0,037
137;	52Te	0,046	148;	56Ba	0,017
1,11	53J	0,374	1,41	57La	0,194
	54Xe	0,561		58Ce	0,690

Продолжение табл. 3.4

A; $\nu$	Z	$Y_{отн}$	A; $\nu$	Z	$Y_{отн}$
	59Pr	0,096	1,65	59Pr	0,194
149;	57La	0,076		60Nd	0,690
1,45	58Ce	0,669		61Pm	0,096
	59Pr	0,228	154;	59Pr	0,080
	60Nd	0,024	1,70	60Nd	0,674
150;	57La	0,021		61Pm	0,220
1,50	58Ce	0,477		62Sm	0,022
	59Pr	0,393	155;	59Pr	0,027
	60Nd	0,108	1,75	60Nd	0,518
	61Pm	0,001		61Pm	0,368
151;	58Ce	0,237		62Sm	0,086
1,55	59Pr	0,456	156;	59Pr	0,008
	60Nd	0,295	1,80	60Nd	0,314
	61Pm	0,007		61Pm	0,454
152;	58Ce	0,075		62Sm	0,221
1,60	59Pr	0,352	157;	60Nd	0,133
	60Nd	0,541	1,85	61Pm	0,416
	61Pm	0,031		62Sm	0,433
153;	58Ce	0,017		63Eu	0,017

распределение осколков после вылета нейтрона (значения  $\nu$  для каждого массового числа осколка представлены там же). Используя эти значения  $\nu$ , можно восстановить и начальное распределение (непосредственно после деления).

### 3.4. Кинетическая энергия осколков

Выше уже отмечалось, что в момент разделения осколки имеют сравнительно небольшую кинетическую энергию, не превышающую 10–15 МэВ. Рост этой энергии до максимального значения происходит в результате кулоновского расталкивания уже после момента разделения. Энергия кулоновского расталкивания (в мегаэлектрон-вольтах) осколков с атомными номерами  $Z_1$  и  $Z_2$  и расстоянием между их центрами  $d$ , фм, определяется выражением

$$E_k = 1,44 Z_1 Z_2 / d. \quad (3.15)$$

Если считать, что в момент разрыва ядро имеет форму гантели, состоящей из двух сфероидальных осколков со средним значением радиуса  $r = 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$  см и длины шейки  $\delta$ , которая обычно принимается равной 2 фм, то расстояние между центрами осколков с массовыми



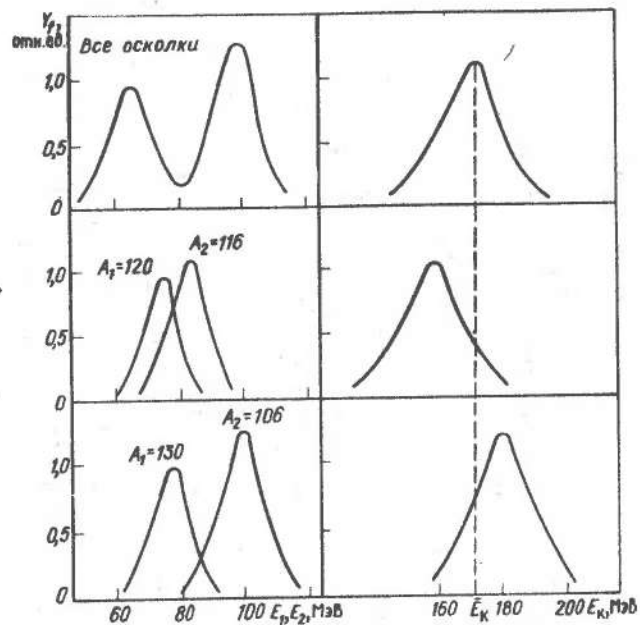


Рис. 3.9. Энергетические спектры осколков деления ядра  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами

числами  $A_1$  и  $A_2$  можно представить в виде

$$d = 1,2 \{A_1^{1/3} (1 + \beta_1) + A_2^{1/3} (1 + \beta_2) + \delta\}, \quad (3.16)$$

где  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — параметры квадрупольной деформации осколков, определяемые выражением (1.5). Из (3.15) и (3.16) видно, что суммарная кинетическая энергия осколков зависит от их зарядов и параметров деформации, т.е. определяется свойствами образующихся осколков.

На рис. 3.9 представлены спектры кинетических энергий отдельных осколков  $E_1$  и  $E_2$ , их сумм  $E_1 + E_2 = E_k$  при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами (показаны спектры осколков с выделенными массовыми числами и усредненные по всему массовому распределению). Видны различия средних значений энергий при разных соотношениях массовых чисел осколков и значительная дисперсия распределений (их полуширина составляет 12–15 МэВ для энергий отдельных осколков и 20–25 для суммарных энергий). Дисперсия отражает характер распределения полной энергии, выделяющейся при делении, между кинетической и тепловой энергиями осколков.

В табл. 3.5 представлена сводка экспериментальных данных по средним суммарным кинетическим энергиям осколков  $\bar{E}_k$  и полушири-

Таблица 3.5. Характеристики распределения средних суммарных кинетических энергий осколков деления

Делящееся ядро	$E_B$ , МэВ	Реакция, энергия частиц, МэВ	$\bar{E}_k$ , МэВ	$W(0,5)E$ , МэВ	$\frac{W(0,5)E}{\bar{E}_k}$
$^{44}\text{Tl}$	220	$^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$ , 280	32 (2)	—	—
$^{82}\text{Sr}$	85	$^{50}\text{Tl} + ^{32}\text{S}$ , 140	56 (4)	14 (2)	0,25 (3)
$^{99}\text{Rh}$	240	$\text{Ag} + p$ , 600	62 (3)	22 (1)	0,35 (2)
$^{108}\text{Cd}$	101	$^{76}\text{Ge} + ^{32}\text{S}$ , 158	74 (2)	—	—
$^{114}\text{In}$	240	$\text{Sb} + p$ , 600	82 (2)	20 (3)	0,24 (4)
$^{122}\text{Xe}$	112	$\text{Ag} + ^{14}\text{N}$ , 126	89 (2)	15 (2)	0,19 (2)
$^{129}\text{Cs}$	220	$^{139}\text{La} + p$ , 600	89 (5)	30 (3)	0,34 (4)
$^{140}\text{Nd}$	380	$\text{Sm} + p$ , 1000	96 (4)	34 (3)	0,35 (4)
$^{150}\text{Gd}$	380	$^{159}\text{Tb} + p$ , 1000	103 (4)	32 (2)	0,31 (3)
$^{158}\text{Dy}$	380	$^{165}\text{Ho} + p$ , 1000	110 (3)	30 (1)	0,27 (2)
$^{157}\text{Ho}$	128	$^{141}\text{Pr} + ^{16}\text{O}$ , 166	112 (7)	25 (2)	0,22 (2)
$^{162}\text{Tm}$	86	$\text{Sb} + ^{40}\text{Ar}$ , 199	114 (2)	22 (2)	0,19 (2)
$^{171}\text{Lu}$	104	$^{159}\text{Tb} + ^{12}\text{C}$ , 125	118 (5)	22 (2)	0,19 (2)
$^{174}\text{Ta}$	370	$^{184}\text{W} + p$ , 1000	131 (3)	32 (1)	0,24 (1)
$^{175}\text{Ta}$	139	$^{159}\text{Tb} + ^{16}\text{O}$ , 166	125 (4)	30 (3)	0,24 (3)
$^{177}\text{Ta}$	103	$^{165}\text{Ho} + ^{12}\text{C}$ , 125	122 (5)	22 (2)	0,18 (2)
$^{179}\text{W}$	104	$^{165}\text{Ho} + ^{14}\text{N}$ , 126	129 (4)	18 (1)	0,14 (1)
$^{182}\text{W}$	46,5	$^{178}\text{Hf} + ^4\text{He}$ , 49,2	129 (2)	22 (2)	0,17 (2)
$^{181}\text{Re}$	104	$^{169}\text{Tm} + ^{12}\text{C}$ , 125	123 (5)	26 (2)	0,21 (2)
$^{185}\text{Re}$	74	$^{181}\text{Ta} + ^4\text{He}$ , 77,3	125 (5)	20 (2)	0,16 (2)
$^{186}\text{Os}$	95	$^{182}\text{W} + ^4\text{He}$ , 100	125 (4)	19 (2)	0,16 (2)
$^{186}\text{Os}$	87	$^{170}\text{Er} + ^{16}\text{O}$ , 120	124 (5)	22 (2)	0,18 (2)
$^{187}\text{Ir}$	102	$^{175}\text{Lu} + ^{12}\text{C}$ , 125	132 (4)	25 (3)	0,19 (2)
$^{176}\text{Pt}$	42	$^{144}\text{Sm} + ^{32}\text{S}$ , 148	131 (1)	17,2 (3)	0,131 (2)
$^{186}\text{Pt}$	62	$^{154}\text{Sm} + ^{32}\text{S}$ , 148	132 (1)	18,4 (2)	0,139 (3)
$^{186}\text{Pt}$	63	$^{170}\text{Yb} + ^{16}\text{O}$ , 99	133 (1)	17,6 (2)	0,132 (3)
$^{187}\text{Pt}$	290	$^{197}\text{Au} + p$ , 1000	139 (3)	28 (1)	0,20 (1)
$^{191}\text{Au}$	126	$^{175}\text{Lu} + ^{16}\text{O}$ , 166	138 (4)	30 (3)	0,22 (2)
$^{193}\text{Au}$	84	$^{181}\text{Ta} + ^{12}\text{C}$ , 105	134 (3)	28 (2)	0,21 (2)
$^{197}\text{Hg}$	48	$^{194}\text{Pt} + ^3\text{He}$ , 60	139 (2)	—	—
$^{200}\text{Tb}$	51	$^{197}\text{Au} + ^3\text{He}$ , 60	140 (2)	19,5 (5)	0,139 (3)
$^{196}\text{Pb}$	215	$^{209}\text{Bi} + p$ , 1000	148 (2)	28 (1)	0,19 (1)
$^{198}\text{Pb}$	78	$^{182}\text{W} + ^{16}\text{O}$ , 102	144 (4)	22 (1)	0,15 (1)
$^{207}\text{Bi}$	46	$^{203}\text{Tl} + ^4\text{He}$ , 50	144 (2)	18,0 (5)	0,125 (5)
$^{208}\text{Po}$	44	$^{204}\text{Pb} + ^4\text{He}$ , 50	147 (2)	18,5 (3)	0,125 (2)
$^{210}\text{Po}$	32	$^{209}\text{Bi} + p$ , 27	143 (2)	18,0 (10)	0,11 (1)
$^{210}\text{Po}$	44	$^{206}\text{Pb} + ^4\text{He}$ , 50	147 (2)	17,8 (4)	0,120 (3)
$^{210}\text{Po}$	67	$^{198}\text{Pt} + ^{12}\text{C}$ , 86	151 (2)	25,4 (4)	0,168 (3)
$^{212}\text{Po}$	40	$^{208}\text{Pb} + ^4\text{He}$ , 50	146 (2)	16,8 (3)	0,115 (2)

Продолжение табл. 3.5

Делящееся ядро	$E_B$ , МэВ	Реакция, энергия частиц, МэВ	$\bar{E}_k$ , МэВ	$W(0,5)_E$ , МэВ	$\frac{W(0,5)_E}{\bar{E}_k}$
$^{209}\text{At}$	101	$^{197}\text{Au} + ^{12}\text{C}$ , 125	148 (4)	24 (1)	0,16 (1)
$^{213}\text{At}$	40	$^{209}\text{Bi} + ^4\text{He}$ , 50	149 (2)	18,8 (3)	0,125 (2)
$^{211}\text{Rn}$	98	$^{197}\text{Au} + ^{14}\text{N}$ , 126	153 (3)	25 (1)	0,16 (1)
$^{213}\text{Fr}$	124	$^{197}\text{Au} + ^{16}\text{O}$ , 166	156 (3)	32 (2)	0,20 (2)
$^{217}\text{Ac}$	115	$^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ , 160	157 (3)	30 (1)	0,190 (6)
$^{227}\text{Ac}$	18	$^{226}\text{Ra} + p$ , 13	156 (2)	22,5 (5)	0,144 (3)
$^{228}\text{Ac}$	27	$^{226}\text{Ra} + ^2\text{H}$ , 19	157 (2)	30 (1)	0,19 (1)
$^{229}\text{Th}$	32	$^{226}\text{Ra} + ^3\text{He}$ , 23	163 (2)	23 (1)	0,147 (7)
$^{230}\text{Th}$	6,8	$^{229}\text{Th} + n$ , т.	164 (2)	20,2 (4)	0,124 (3)
$^{232}\text{Th}$	17	$^{232}\text{Th} + \gamma$ , 45	160 (4)	21 (2)	0,13 (1)
$^{233}\text{Th}$	6,2	$^{232}\text{Th} + n$ , 1,3	162 (2)	20 (1)	0,124 (7)
$^{225}\text{Pa}$	107	$^{209}\text{Bi} + ^{16}\text{O}$ , 166	167 (3)	36 (3)	0,22 (2)
$^{227}\text{Pa}$	200	$^{238}\text{U} + p$ , 1000	167 (3)	32 (3)	0,19 (2)
$^{231}\text{Pa}$	12,8	$^{230}\text{Th} + p$ , 8	167 (2)	23 (1)	0,138 (6)
$^{232}\text{Pa}$	5,4	$^{231}\text{Pa} + n$ , т.	166 (2)	21,7 (5)	0,130 (3)
$^{233}\text{Pa}$	18,5	$^{232}\text{Th} + p$ , 13	164 (2)	26 (1)	0,159 (7)
$^{233}\text{U}$	5,8	$^{232}\text{U} + n$ , т.	171 (2)	24,0 (5)	0,141 (3)
$^{234}\text{U}$	6,8	$^{233}\text{U} + n$ , т.	172 (2)	24,5 (5)	0,143 (3)
$^{235}\text{U}$	12,5	$^{235}\text{U} + \gamma$ , 25	171 (2)	26 (1)	0,152 (7)
$^{236}\text{U}$	6,5	$^{235}\text{U} + n$ , т.	172,2 (1,4)*	25,2 (3)	0,146 (2)
$^{236}\text{U}$	18,5	$^{232}\text{Th} + ^4\text{He}$ , 25,7	171 (2)	26,6 (5)	0,160 (3)
$^{238}\text{U}$	0	$^{238}\text{U}$ , s.f.	169 (2)	25 (1)	0,148 (7)
$^{238}\text{U}$	2,5	$^{238m}\text{U}$ , s.f.	172 (2)	27,6 (5)	0,160 (3)
$^{238}\text{U}$	11,6	$^{238}\text{U} + \gamma$ , 15	171 (2)	25,8 (3)	0,151 (2)
$^{239}\text{U}$	6,1	$^{238}\text{U} + n$ , 1,3	172 (2)	25 (1)	0,145 (6)
$^{234}\text{Np}$	11,1	$^{233}\text{U} + p$ , 7	176 (2)	27,5 (5)	0,156 (3)
$^{236}\text{Np}$	12,7	$^{235}\text{U} + p$ , 8	175 (2)	26,9 (5)	0,154 (3)
$^{238}\text{Np}$	5,5	$^{237}\text{Np} + n$ , т.	176 (2)	26,2 (6)	0,149 (3)
$^{239}\text{Np}$	13,3	$^{238}\text{U} + p$ , 8	176 (2)	28,3 (5)	0,160 (3)
$^{237}\text{Pu}$	16	$^{233}\text{U} + ^4\text{He}$ , 22	176 (2)	25,6 (2)	0,152 (3)
$^{239}\text{Pu}$	5,7	$^{238}\text{Pu} + n$ , т.	180 (2)	27,4 (5)	0,152 (3)
$^{239}\text{Pu}$	17,5	$^{235}\text{U} + ^4\text{He}$ , 23,5	176 (2)	—	—
$^{240}\text{Pu}$	0	$^{240}\text{Pu}$ , s.f.	179 (2)	29 (1)	0,162 (6)
$^{240}\text{Pu}$	6,5	$^{239}\text{Pu} + n$ , т.	179 (2)	29,2 (5)	0,162 (3)
$^{242}\text{Pu}$	0	$^{242}\text{Pu}$ , s.f.	182 (2)	27 (1)	0,149 (7)
$^{242}\text{Pu}$	6,3	$^{241}\text{Pu} + n$ , т.	179 (2)	28,4 (3)	0,158 (2)
$^{242}\text{Pu}$	9,4	$^{242}\text{Pu} + \gamma$ , 12	177 (2)	27,4 (3)	0,155 (2)
$^{244}\text{Pu}$	0	$^{244}\text{Pu}$ , s.f.	182 (2)	29 (1)	0,160 (7)
$^{242}\text{Am}$	2,4	$^{242m}\text{Am}$ , s.f.	184 (2)	31 (3)	0,17 (2)

Продолжение табл. 3.5

Делящееся ядро	$E_B$ , МэВ	Реакция, энергия частиц, МэВ	$\bar{E}_k$ , МэВ	$W(0,5)_E$ , МэВ	$\frac{W(0,5)_E}{\bar{E}_k}$
$^{242}\text{Am}$	5,5	$^{241}\text{Am} + n$ , т.	181 (2)	27,6 (5)	0,162 (3)
$^{244}\text{Cm}$	0	$^{244}\text{Cm}$ , s.f.	186 (2)	27,5 (5)	0,148 (3)
$^{246}\text{Cm}$	0	$^{246}\text{Cm}$ , s.f.	184 (1)	25 (1)	0,136 (6)
$^{246}\text{Cm}$	6,45	$^{245}\text{Cm} + n$ , т.	184 (1)	27 (1)	0,146 (6)
$^{248}\text{Cm}$	0	$^{248}\text{Cm}$ , s.f.	182 (2)	25 (1)	0,137 (6)
$^{250}\text{Cm}$	0	$^{250}\text{Cm}$ , s.f.	179 (3)	—	—
$^{248}\text{Cf}$	0	$^{248}\text{Cf}$ , s.f.	284 (3)	—	—
$^{250}\text{Cf}$	0	$^{250}\text{Cf}$ , s.f.	187 (1)	26,5 (5)	0,141 (3)
$^{250}\text{Cf}$	6,6	$^{249}\text{Cf} + n$ , т.	189 (1)	31 (1)	0,165 (6)
$^{250}\text{Cf}$	95	$^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$ , 125	184 (4)	42 (2)	0,23 (1)
$^{252}\text{Cf}$	0	$^{252}\text{Cf}$ , s.f.	186,3 (1,0)*	27,5 (5)	0,147 (3)
$^{252}\text{Cf}$	6,3	$^{251}\text{Cf} + n$ , т.	185 (3)	37 (2)	0,20 (1)
$^{254}\text{Cf}$	0	$^{254}\text{Cf}$ , s.f.	187 (1)	28 (1)	0,150 (5)
$^{256}\text{Cf}$	0	$^{256}\text{Cf}$ , s.f.	190 (3)	34 (2)	0,18 (1)
$^{253}\text{Es}$	0	$^{253}\text{Es}$ , s.f.	191 (3)	32 (2)	0,167 (5)
$^{255}\text{Es}$	6,0	$^{254}\text{Es} + n$ , т.	194 (1)	38 (1)	0,195 (5)
$^{248}\text{Fm}$	0	$^{248}\text{Fm}$ , s.f.	198 (4)	34 (2)	0,17 (1)
$^{254}\text{Fm}$	0	$^{254}\text{Fm}$ , s.f.	195 (1)	32 (2)	0,165 (6)
$^{256}\text{Fm}$	0	$^{256}\text{Fm}$ , s.f.	198 (1)	34 (1)	0,172 (6)
$^{256}\text{Fm}$	6,5	$^{255}\text{Fm} + n$ , т.	196 (1)	42 (2)	0,21 (1)
$^{257}\text{Fm}$	0	$^{257}\text{Fm}$ , s.f.	198 (1)	36 (1)	0,182 (5)
$^{258}\text{Fm}$	0	$^{258}\text{Fm}$ , s.f.	238 (1)	33 (2)	0,14 (1)
$^{259}\text{Fm}$	0	$^{259}\text{Fm}$ , s.f.	242 (2)	50 (2)	0,21 (1)
$^{259}\text{Md}$	0	$^{259}\text{Md}$ , s.f.	202 (2)	60 (3)	0,30 (2)
$^{252}\text{No}$	0	$^{252}\text{No}$ , s.f.	202 (2)	36 (10)	0,18 (5)
$^{260}\text{Ku}$	0	$^{260}\text{Ku}$ , s.f.	199 (4)	43 (3)	0,22 (2)
$^{264}\text{Ku}$	48	$^{246}\text{Cm} + ^{18}\text{O}$ , 102	198 (2)	—	—
$^{265}\text{105}$	70	$^{238}\text{U} + ^{27}\text{Al}$ , 145	214 (4)	—	—
$^{278}\text{110}$	83	$^{238}\text{U} + ^{40}\text{Ar}$ , 250	217 (2)	65 (2)	0,30 (1)
$^{286}\text{114}$	75	$^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ti}$ , 240	246 (4)	—	—
$^{302}\text{120}$	90	$^{238}\text{U} + ^{64}\text{Ni}$ , 303	263 (4)	—	—

\*Рекомендованное значение  $\bar{E}_k$ .

Нам их распределений  $W(0,5)_E$  для широкого круга ядер, испытывающих деление [7, 36, 37]. Все данные приведены к одному стандарту — значению  $\bar{E}_k$  для спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  —  $186,3 \pm 1,0$  МэВ. Значения  $\bar{E}_k$  включают поправки на испускание нейтронов из осколков (процедура определения этих поправок описана ниже — в § 17.1).

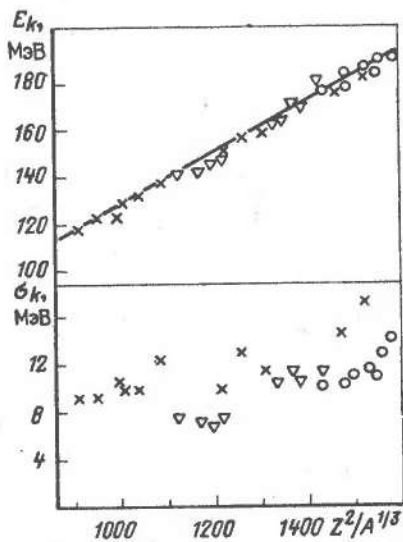


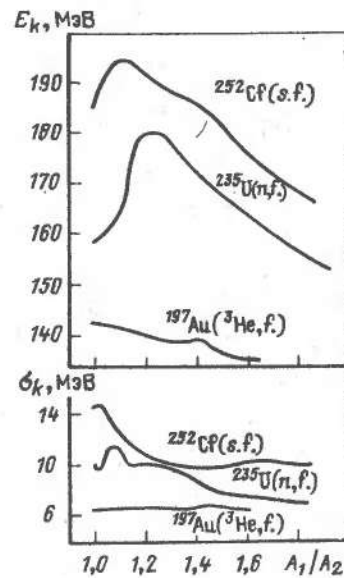
Рис. 3.10. Зависимость полной кинетической энергии  $E_k$  и ее отклонения  $\sigma_k$  (усредненных по всему массовому распределению осколков) от параметра  $Z^2/A^{1/3}$

Рис. 3.11. Зависимость полной кинетической энергии  $E_k$  и ее отклонения  $\sigma_k$  от отношения массовых чисел осколков

Хотя во всем диапазоне исследованных к настоящему времени ядер значения  $\bar{E}_k$  меняются в несколько раз (от 32,5 МэВ для  $^{44}\text{Ti}$  до 263 МэВ для  $^{302}120$ ), все их можно аппроксимировать соотношением [37] (рис. 3.10):

$$\bar{E}_k = (0,1189 \pm 0,0011)Z^2/A^{1/3} + (7,3 \pm 1,5), \quad (3.17)$$

где  $E_k$  выражено в МэВ. Линейный характер зависимости  $E_k$  от  $Z^2/A^{1/3}$  означает, что ее основным источником является кулоновское расталкивание осколков, при этом расстояние между их центрами составляет определенную долю радиуса делящегося ядра, слабо меняющуюся в зависимости от  $Z$ ,  $A$  и энергии возбуждения. Исключение представляют лишь тяжелые изотопы фермия ( $^{258}\text{Fm}$ ,  $^{259}\text{Fm}$ ), для которых средняя суммарная кинетическая энергия при спонтанном делении, как это видно из рис. 3.10 и табл. 3.5, заметно выше, чем следует из соотношения (3.17). Близкие к ним ядра ( $^{259}\text{Md}$ ,  $^{260}\text{Md}$ ,  $^{258}\text{No}$ ) характеризуются необычным спектром суммарных кинетических энергий [38]. Его можно разложить на два гауссова распределения. Для одного из них значение  $\bar{E}_k$  соответствует ожидаемому из выра-



жения (3.17), а для другого значительно выше и близко к значениям  $\bar{E}_k$  для тяжелых изотопов Fm. По-видимому, причиной особенностей, как и отмеченных ранее для массового распределения этих ядер, является влияние замкнутых оболочек из 50 протонов и 82 нейтронов в образующихся при делении осколках.

Дисперсия суммарных кинетических энергий осколков не обнаруживает сильной зависимости от параметра  $Z^2/A^{1/3}$  (если исключить влияние энергии возбуждения, о чем подробнее будет сказано ниже). Близкие значения дисперсии в интервале  $Z^2/A^{1/3} = 400 \div 1200$  сменяются ростом  $\sigma^2$  для ядер тяжелее Th.

Сумма кинетических энергий пары осколков зависит, как уже отмечалось выше, от соотношения их массовых чисел (асимметрии массового распределения). Примеры таких зависимостей представлены на рис. 3.11. Для ядер в диапазоне  $Z = 88 \div 98$  суммарная кинетическая энергия максимальна при значениях массового числа тяжелого осколка  $A = 132 \div 134$  и уменьшается как для симметричного разделения, так и с ростом асимметрии. При  $Z \geq 98$  максимальное значение энергии сдвигается к более симметричному разделению, и для тяжелых изотопов Fm оказывается уже в области симметричного разделения. То же имеет место и для ядер легче Ra, характеризующихся симметричным массовым распределением.

Зависимость среднего разброса суммарной кинетической энергии от массового числа (рис. 3.11) имеет две особенности: 1) уменьшение значений  $\sigma_E$  с ростом отношения массовых чисел осколков (корреляция с аналогичной зависимостью для  $\bar{E}_k$ ); 2) наличие в тяжелых ядрах максимума  $\sigma_E$  при  $A \approx 120$ , т.е. в районе симметричного разделения.

Суммарная кинетическая энергия распределяется между осколками обратно пропорционально их массовым числам. Поэтому из представленных на рис. 2.11 зависимостей  $\bar{E}_k$  от  $A_{\text{оск}}$  можно получить значения кинетических энергий отдельно для легкого и тяжелого осколков при выбранной асимметрии разделения. Примеры таких зависимостей представлены на рис. 3.12. Видно, что кинетическая энергия легкого осколка практически не зависит от его массового числа, а тяжелого осколка — быстро падает с ростом  $A$ .

В ядрах легче Ra, характеризующихся симметричным массовым распределением, энергия одиночного осколка растет с уменьшением его массового числа (рис. 3.12). Она достигает максимума при  $A_{\text{оск}} \approx 50 \div 70$  (в зависимости от массы делящегося ядра) и далее уменьшается. Дисперсия кинетической энергии максимальна для осколков симметричного деления. Для большинства массовых чисел осколков асимметрия их энергетического распределения отрицательна, т.е. имеет место повышенный выход осколков с низкой энергией.

Многочисленные эксперименты показали слабую зависимость кинетической энергии осколков от энергии возбуждения ( $E_I$ ) делящего-

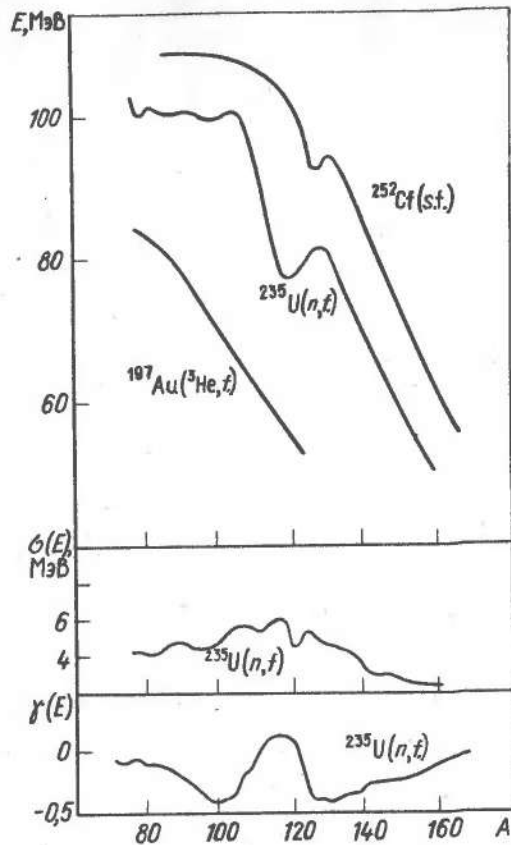


Рис. 3.12. Зависимость средней кинетической энергии  $E_k$ , ее отклонения  $\sigma(E)$  и асимметрии  $\gamma(E)$  от массового числа осколков

ся ядра. Для ядер тяжелее Th в диапазоне энергий 5–20 МэВ наблюдается падение средней суммарной кинетической энергии осколков, при этом производная  $dE_k/dE_B$  составляет 0,1–0,3. В районе барьера деления, где могут проявляться дискретные каналы, имеет место более сложная зависимость  $E_k$  от  $E_B$ , проявляющаяся в флуктуациях  $E_k$  порядка 1–2 МэВ при некоторых значениях  $E_B$ . Для ядер легче Ra, характеризующихся симметричным массовым распределением, с ростом энергии возбуждения (при  $E_B > 30$  МэВ) суммарная кинетическая энергия увеличивается и  $dE_k/dE_B \approx 0,06 \div 0,12$ .

Во всех делящихся ядрах дисперсия суммарной кинетической энергии растет с энергией возбуждения. При этом рост такой же, как и в случае дисперсии массового распределения осколков, определяемого выражением (1.28), — близкая к линейной зависимости от температуры ядра в седловой точке.

Наблюдается слабый рост суммарной кинетической энергии с увеличением момента делящегося ядра. Приблизительно этот рост соответствует изменению энергии вращения ядра в седловой точке:

$$E_R = \hbar^2 I^2 / 2J_1, \quad (3.18)$$

где  $J_1$  — перпендикулярная составляющая момента инерции ядра в седловой точке;  $I$  — угловой момент делящегося ядра. Наклон зависимости  $E_k$  от  $I^2$  соответствует значению  $\hbar^2 / 2J_1 \approx 3$  кэВ, что согласуется с моментом инерции при деформации ядра в седловой точке ( $\beta \approx 0,6$ ).

### 3.5. Угловое распределение осколков

Угловое распределение осколков относительно направления движения частицы, вызывающей деление, связано с превращениями вносимого в ядро углового момента в процессе деления. Поскольку при делении происходит деформация ядра или удлинение по одной из его осей, появляется выделенное направление, относительно которого можно определять положение спина ядра. В деформированных ядрах принято определять его угловые моменты  $I$  проекциями на ось симметрии  $K$  (вдоль этой оси и растет деформация, приводящая к делению) и на перпендикулярную ей ось  $R$  (эта проекция характеризует коллективный вращательный момент ядра) (рис. 3.13). В возбужденных ядрах распределение углового момента между этими компонентами статистическое.

В процессе деления спин ядра и его направление, естественно, сохраняются, но в возбужденном ядре направление, по которому происходит рост деформации, может меняться, что приводит к изменению соотношения между проекциями  $K$  и  $R$ . После седловой точки выделенное направление, по-видимому, сохраняется до точки разрыва, поэтому проекции уже не изменяются. Сохранение направления объясняется слабой связью вращения ядра с возбуждениями других типов. Большой момент инерции ядра после седловой точки, обусловленный его деформацией, приводит к периоду вращения ( $\approx 10^{-19}$  с), большему, чем время движения ядра до точки разрыва.

При разделении ядра на два осколка его угловой момент распределяется между орбитальным и внутренним движениями осколков. Первая его компонента определяет угловое распределение осколков, а вторая — характер спектра радиоактивного излучения (нейтроны,  $\gamma$ -кванты) из осколков. Анизотропия углового распределения осколков выражена тем сильнее, чем большая доля углового момента переходит в их орбитальное движение. При равновероятном разделении момента между орбитальным и одночастичным движением угловое распределение осколков близко к изотропному. Характер распределения углового момента на его составляющие определяется спектром возбужденных состояний ядра на барьере деления (каналов деления) [39].

Деление при низкой энергии возбуждения, лишь немного (на 1–2 МэВ) превышающей высоту барьера деления, связано с заселением небольшого числа выделенных состояний на барьере. Особенно простой спектр таких уровней в случае четно-четных ядер — это уровни ротационных полос, построенных на основном состоянии (их спины  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  и т.д.) и расположенные несколько выше их уровня, связанные с октапольными колебаниями ( $0^-$ ,  $1^-$ ,  $3^-$  и т.д.). В результате поглощения  $\gamma$ -квантов будет происходить возбуждение уровней со спинами  $1^-$  (дипольное поглощение) и  $2^+$  (квадрупольное поглощение). Деление из этих состояний приводит к анизотропному угловому распределению (рис. 3.14). Видно, что при низких энергиях  $\gamma$ -кван-

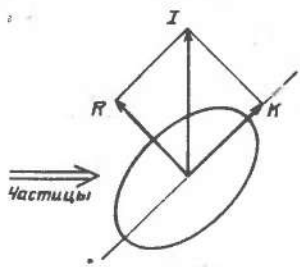


Рис. 3.13. Схема проекций углового момента в деформированных ядрах

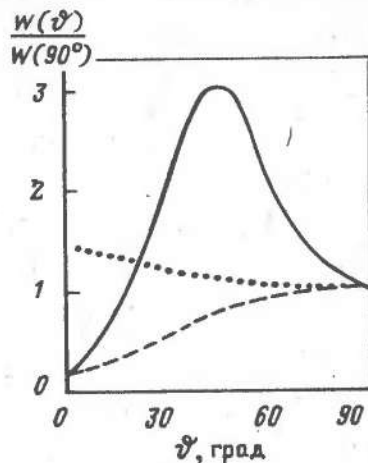


Рис. 3.14. Угловое распределение осколков деления в реакциях  $^{240}\text{Pu} + \gamma$ , 5,2 МэВ (—);  $^{235}\text{U} + \gamma$ , 6,4 МэВ (---) и  $^{233}\text{U} + \alpha$ , 32 МэВ (· · ·)

тов максимум углового распределения наблюдается под углом  $45^\circ$ , а при более высоких — под углом  $90^\circ$ , что соответствует порядку расположения уровней  $2^+$  и  $1^-$  ( $K=0$ ) на барьере деления. При более высокой энергии  $\gamma$ -квантов угловое распределение осколков становится более изотропным, так как с ростом энергии возбуждения начинают заселяться другие типы состояний  $1^-$ , например с  $K=1^-$ . По той же причине малая анизотропия характерна и для ядер с нечетным  $A$  уже при низкой энергии возбуждения. В случае деления ядер нейтронами низких энергий также происходит заселение уровней с выделенными значениями  $K$ , и это приводит к анизотропии углового распределения осколков.

При делении частицами средних энергий (несколько десятков мегаэлектрон-вольт) происходит возбуждение большого числа уровней на барьере деления. В этом случае угловое распределение осколков определяется средними значениями  $I$  и  $K$  (значения спина и его проекции на ось, вдоль которой происходит деление). Для частиц средних энергий вносимый в ядро момент значительно больше собственного спина ядра и направлен перпендикулярно направлению движения бомбардирующей частицы. Его среднее значение определяется энергией и массой бомбардирующей частицы, а среднее значение его проекции на ось симметрии ядра ( $K_0$ ) зависит от структуры делящегося ядра. Оно определяется продольным  $J_{\parallel}$  и поперечным  $J_{\perp}$  моментами инерции ядра и его температурой  $T$  [40]:

$$K_0^2 = \frac{T}{\hbar^2} \frac{J_{\parallel} J_{\perp}}{J_{\perp} - J_{\parallel}} \quad (3.19)$$

Таким образом, при делении ядер частицами средних энергий осколки разлетаются преимущественно под углами  $0$  и  $180^\circ$  (рис. 3.14). Анизотропия углового распределения  $W(180^\circ)/W(90^\circ)$  не зависит от собственного спина ядра, растет с увеличением вносимого в ядро момента, но падает с ростом атомного номера делящегося ядра.

При переходе к большим энергиям бомбардирующих частиц (сотни мегаэлектрон-вольт) анизотропия углового распределения уменьшается. Это объясняется возрастанием вклада прямых реакций, в которых вносимый в ядро момент невелик, а также увеличением числа возможных каналов реакций, когда деление испытывает целый набор ядер с различными атомными номерами, массовыми числами и энергиями возбуждения.

## Глава 4

### РАДИОАКТИВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗ ОСКОЛКОВ

#### 4.1. Нейтроны деления

Образующиеся при делении ядер осколки, как правило, являются возбужденными. Источниками энергии возбуждения являются энергия деформации образующихся при разрыве осколков и энергия, вносимая в ядро бомбардирующей частицей. Возбуждение осколков обычно снимается путем вылета нейтронов,  $\gamma$ -квантов и реже — заряженных частиц.

Испускаемые из осколков нейтроны характеризуются обычным испарительным спектром, форма которого зависит от температуры возбужденного ядра. Особенностью спектров нейтронов деления является то, что они испускаются из движущихся с большой скоростью ( $0,7-1,5 \cdot 10^9$  см/с) осколков. Время, необходимое для испарения нейтронов из осколков ( $10^{-16} - 10^{-15}$  с) по крайней мере в 1000 раз меньше времени их торможения даже в веществах с наибольшей плотностью ( $\approx 10^{-12}$  с). Движение осколков оказывает существенное влияние на угловое и энергетическое распределение нейтронов, так как значительная часть их вылетает из осколков со скоростью, меньшей, чем скорость осколков. Поэтому угловое распределение нейтронов деления характеризуется сильной анизотропией — преимущественным вылетом нейтронов в направлении движения осколков, обусловленным их переносной скоростью. Анализ этого распределения, учитывающий скорость осколков, показал, что основная часть нейтронов (более 90%) испускается изотропно в системе центра инерции, связанной с движущимися осколками.

Движение осколков приводит также к тому, что спектр нейтронов деления в лабораторной системе координат, т.е. измеряемый на опыте, оказывается более жестким, чем обычный испарительный спектр

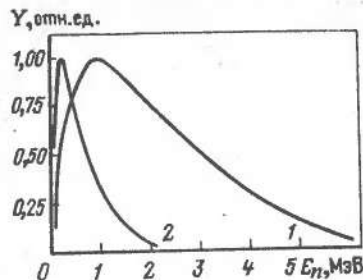


Рис. 4.1. Энергетический спектр нейтронов деления:

1 — в лабораторной системе (измеренный); 2 — в системе центра инерции (расчитанный из измеренного спектра)

при той же энергии возбуждения или спектр нейтронов деления в системе центра инерции [41] (рис. 4.1). Для описания спектра нейтронов в лабораторной системе координат обычно используют выражение

$$N(E) = C\sqrt{E} \exp(-E/T), \quad (4.1)$$

где  $C$  и  $T$  — константы, зависящие от  $Z$  и  $A$  делящегося ядра и его энергии возбуждения. Например, при делении ядра  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами  $C = 0,77$ ;  $T = 1,29$  МэВ. Константу  $T$  можно рассматривать как эффективную температуру осколков деления. Она определяет среднюю энергию нейтронов деления.

Основные характеристики процесса испускания нейтронов при делении ядер — их среднее число, приходящееся на один акт деления  $\bar{\nu}$ , дисперсия этого числа  $\sigma_{\nu}^2$ , средняя энергия нейтронов  $\bar{E}_n$  — представлены в табл. 4.1 [42, 43]. Можно видеть рост всех этих параметров с увеличением  $Z$  и  $A$  делящегося ядра, что отражает уже отмеченное выше повышение энергии, выделяющейся при делении.

Поскольку кинетическая энергия осколков очень слабо зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, при ее увеличении практически вся добавка переходит в энергию возбуждения осколков и, следовательно, ведет к росту числа нейтронов деления. Это приводит к зависимости  $\bar{\nu}$  от  $E_B$ , определяемой выражением

$$\bar{\nu}(E_B) = \bar{\nu}_0 + \frac{d\nu}{dE_B} \Delta E, \quad (4.2)$$

где  $\nu_0$  — среднее число нейтронов при начальной энергии возбуждения делящегося ядра. При  $E_B = 0$  оно близко к значению  $\bar{\nu}$  для спонтанного деления (табл. 4.1), хотя и не совпадает с ним точно. Значения  $dv/dE_B$  для низких энергий возбуждения (до 20 МэВ) составляют 0,12–0,15 МэВ. Это означает рост значения  $\bar{\nu}$  на единицу при увеличении энергии возбуждения на 7–8 МэВ. Зависимость  $\bar{\nu}$  от  $E_B$  близка к линейной, лишь при низких энергиях возбуждения наблюдаются нерегулярности, которые коррелируются с отмеченными выше нерегулярностями в средней суммарной кинетической энергии осколков.

Таблица 4.1. Параметры спектров нейтронов деления

Ядро	$E_B$ , МэВ	Реакция, энергия частиц, МэВ	$\bar{\nu}$	$\sigma_{\nu}^2$	$\bar{E}_n$ , МэВ
$^{231}\text{Th}$	5,7	$^{230}\text{Th} + n$ , 0,715	2,036 (32)	—	—
$^{232}\text{Th}$	6,0	$^{232}\text{Th} + \gamma$ , 6,0	1,90 (10)	—	—
$^{233}\text{Th}$	6,3	$^{232}\text{Th} + n$ , 1,35	2,132 (58)	—	—
$^{233}\text{Pa}$	13,4	$^{232}\text{Th} + p$ , 8,0	3,75 (5)	—	—
$^{234}\text{U}$	6,8	$^{233}\text{U} + n$ , т.	2,477*	1,208 (8)	1,96 (5)
$^{236}\text{U}$	6,5	$^{235}\text{U} + n$ , т.	2,408*	1,236 (8)	2,02 (2)
$^{238}\text{U}$	0	$^{238}\text{U}$ , s.f.	2,00 (2)	—	—
$^{239}\text{U}$	6,1	$^{238}\text{U} + n$ , 1,2	2,544 (32)	—	—
$^{238}\text{Np}$	5,5	$^{237}\text{Np} + n$ , т.	2,79 (1)	—	—
$^{239}\text{Np}$	16,7	$^{238}\text{U} + p$ , 11,5	3,98 (12)	—	1,40 (4)
$^{236}\text{Pu}$	0	$^{236}\text{Pu}$ , s.f.	2,112 (14)	1,26 (20)	—
$^{238}\text{Pu}$	0	$^{238}\text{Pu}$ , s.f.	2,21 (6)	1,29 (5)	—
$^{240}\text{Pu}$	0	$^{240}\text{Pu}$ , s.f.	2,142 (5)	1,33 (1)	—
$^{240}\text{Pu}$	6,5	$^{239}\text{Pu} + n$ , т.	2,876*	1,40 (1)	2,03 (6)
$^{241}\text{Pu}$	7,2	$^{240}\text{Pu} + n$ , 1,87	3,093 (55)	—	—
$^{242}\text{Pu}$	0	$^{242}\text{Pu}$ , s.f.	2,134 (6)	1,32 (1)	1,8 (1)
$^{242}\text{Pu}$	6,3	$^{241}\text{Pu} + n$ , т.	2,922*	1,37 (9)	2,00 (5)
$^{244}\text{Pu}$	0	$^{244}\text{Pu}$ , s.f.	2,29 (19)	—	—
$^{242}\text{Am}$	5,5	$^{241}\text{Am} + n$ , т.	3,12 (23)	—	—
$^{243}\text{Am}$	6,5	$^{242m}\text{Am} + n$ , т.	3,257 (23)	—	2,13 (5)
$^{244}\text{Am}$	5,3	$^{243}\text{Am} + n$ , т.	3,26 (2)	—	—
$^{242}\text{Cm}$	0	$^{242}\text{Cm}$ , s.f.	2,544 (11)	1,21 (3)	—
$^{244}\text{Cm}$	0	$^{244}\text{Cm}$ , s.f.	2,690 (8)	1,23 (5)	2,07 (6)
$^{246}\text{Cm}$	0	$^{246}\text{Cm}$ , s.f.	2,491 (8)	1,31 (2)	2,09 (6)
$^{248}\text{Cm}$	0	$^{248}\text{Cm}$ , s.f.	3,134 (6)	1,24 (3)	2,15 (6)
$^{250}\text{Cm}$	0	$^{250}\text{Cm}$ , s.f.	3,30 (8)	—	—
$^{249}\text{Bk}$	0	$^{249}\text{Bk}$ , s.f.	3,339 (26)	—	—
$^{246}\text{Cf}$	0	$^{246}\text{Cf}$ , s.f.	3,08 (8)	1,66 (31)	—
$^{249}\text{Cf}$	0	$^{249}\text{Cf}$ , s.f.	3,4 (4)	—	—
$^{250}\text{Cf}$	0	$^{250}\text{Cf}$ , s.f.	3,511 (37)	1,49 (3)	—
$^{252}\text{Cf}$	0	$^{252}\text{Cf}$ , s.f.	3,755*	1,57 (1)	2,10 (1)
$^{254}\text{Cf}$	0	$^{254}\text{Cf}$ , s.f.	3,844 (34)	1,56 (1)	—
$^{253}\text{Es}$	0	$^{253}\text{Es}$ , s.f.	4,7 (5)	—	—
$^{255}\text{Es}$	5,3	$^{254}\text{Es} + n$ , т.	4,2 (5)	—	—
$^{254}\text{Fm}$	0	$^{254}\text{Fm}$ , s.f.	3,98 (19)	—	—
$^{256}\text{Fm}$	0	$^{256}\text{Fm}$ , s.f.	3,621 (57)	—	—
$^{257}\text{Fm}$	0	$^{257}\text{Fm}$ , s.f.	3,797 (13)	2,51 (2)	—
$^{252}\text{No}$	0	$^{252}\text{No}$ , s.f.	4,15 (30)	—	—

\*Рекомендованные значения  $\bar{\nu}$ .

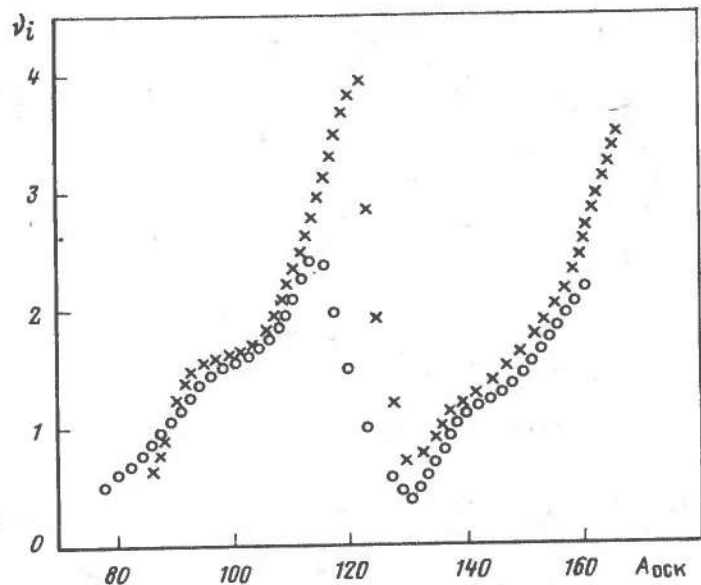


Рис. 4.2. Зависимость среднего числа нейтронов  $\bar{\nu}$  от массового числа осколка  $A$ :  
 $\circ$  —  $^{235}\text{U} + n$ ,  $\times$  —  $^{252}\text{Cf}$

Влияние на энергию возбуждения ядерных свойств образующихся осколков должно приводить к сильной зависимости числа испускаемых нейтронов от массового числа осколка. Действительно, эта зависимость при делении ядер с низкой энергией возбуждения обнаруживает резкую структуру (рис. 4.2): максимум при  $A = 110 \div 120$ , минимум при  $A = 125 \div 130$  и плавный рост при  $A > 130$  [44]. Эти зависимости очень похожи для всех тяжелых ядер. Такое подобие может означать, что число испускаемых из данного осколка нейтронов зависит в основном не от делящегося ядра, а от свойств самого осколка, в первую очередь его жесткости и, следовательно, значения деформации в момент разделения. Легкий осколок испускает в среднем на 15–25% больше нейтронов, чем тяжелый.

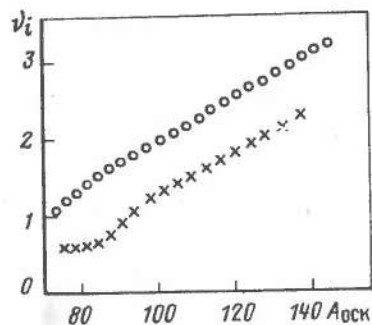


Рис. 4.3. Зависимость среднего числа нейтронов от массового числа осколка при  $E_\alpha = 36$ ;  $\circ$  —  $^{209}\text{Bi} + \alpha$ ;  $\times$  —  $^{238}\text{U} + \alpha$

С ростом энергии возбуждения растет число нейтронов, испускаемых каждым осколком, и зависимость  $\bar{\nu}$  от  $A_{\text{оск}}$  сглаживается (рис. 4.3). В предельном случае больших энергий, вызывающих деление частиц, число нейтронов линейно растет с увеличением массового числа осколка, так как энергия возбуждения делящегося ядра распределяется между осколками пропорционально их массовым числам.

Средняя кинетическая энергия нейтронов деления также обнаруживает зависимость от массового числа осколка: наблюдается заметный максимум в районе  $A \approx 120$ , который, по-видимому, отражает влияние оболочечной структуры осколков на их температуру.

#### 4.2. Мгновенное гамма-излучение из осколков

После эмиссии нейтронов, когда энергия возбуждения оказывается меньше их энергии связи, происходит испускание каскада  $\gamma$ -квантов, которые и уносят всю оставшуюся энергию возбуждения. Эта последняя часть процесса девозбуждения осколков практически одинакова для широкого круга делящихся ядер, так как она определяется в основном свойствами возбужденных состояний осколков. Поэтому и основные характеристики  $\gamma$ -излучения из осколков (время испускания, энергетические и угловые распределения) оказываются близкими для различных делящихся ядер.

Зависимость интенсивности испускаемых из осколков  $\gamma$ -квантов (или уносимой ими энергии) от времени носит сложный характер. Усредненная по широкому интервалам времени ( $10^{-12} - 10^{-11}$  с,  $10^{-11} - 10^{-10}$  с и т.д.), она показана на рис. 4.4. Видно, что основная доля  $\gamma$ -квантов ( $\approx 70\%$ ) испускается из осколков в интервале  $10^{-12} - 10^{-10}$  с. Такие времена типичны для уровней с энергией до нескольких мегаэлектрон-вольт. Они соответствуют радиационным переходам низкой мультипольности —  $E1, M1, E2$ . В то же время заметная часть интенсивности  $\gamma$ -излучения (не менее 10%) связана со значительно большими временами (более  $10^{-8}$  с). По-видимому, это излучение является результатом разрядки самых нижних уровней с энергией ниже 100 кэВ или изомерных состояний (для последних характерны более высокие мультипольности переходов —  $M2, E3$  и т.д.). Образование осколков с большими спинами после эмиссии нейтронов способствует заселению таких состояний. Поэтому изомерные состояния проявляются в значительной части осколков.

Испускаемое из осколков  $\gamma$ -излучение имеет анизотропное угловое распределение — преимущественный вылет в направлении движения осколка. Это означает, что наибольший вклад в  $\gamma$ -излучение вносят дипольные переходы (электрические и магнитные  $E1$  и  $M1$ ). Значение

анизотропии  $\left[ \frac{W(90^\circ) - W(0^\circ)}{W(0^\circ)} \right]$  составляет 12–15% и мало зависит

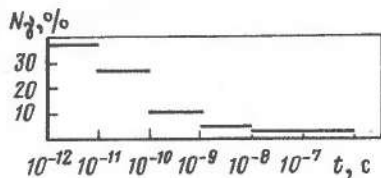


Рис. 4.4. Зависимость интенсивности мгновенного  $\gamma$ -излучения деления от времени (полная интенсивность  $\gamma$ -излучения принята за 100%)

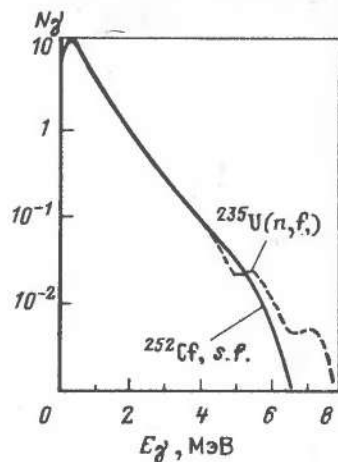


Рис. 4.5. Энергетические спектры  $\gamma$ -излучения, испускаемого при делении ядер

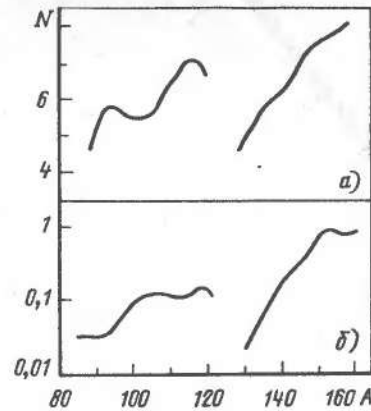
от массового числа осколков. В то же время наблюдается ее рост с увеличением суммарной кинетической энергии осколков (или с уменьшением их энергии возбуждения). Такое поведение анизотропии  $\gamma$ -излучения является следствием преимущественной ориентации спина осколков перпендикулярно к направлениям их движения, что можно объяснить неколлинеарностью их разделения из-за поперечных колебаний перед разрывом. Спин каждого из осколков может составлять (7–8)  $\hbar$ .

Примеры спектров  $\gamma$ -излучения, испускаемого при делении ядер, представлены на рис. 4.5, а параметры этих спектров – в табл. 4.2 [7]. Полная энергия, уносимая  $\gamma$ -квантами, составляет 6,5–7,0 МэВ, а их число семь-восемь на один акт деления. Эти значения несколько больше тех, которые ожидаются из энергии возбуждения, остающейся в осколках после испускания нейтронов. Причиной этого расхождения является угловой момент осколков. Наличие его приводит к некото-

Таблица 4.2. Параметры спектров мгновенного  $\gamma$ -излучения при делении ядер

Ядро	$E_B$ , МэВ	Реакция, энергия частиц, МэВ	$\Sigma E_\gamma$ , МэВ	$\bar{N}_\gamma$	$\bar{E}_\gamma$ , МэВ
$^{227}\text{Ac}$	19	$^{226}\text{Ra} + p$ , 13	6,02	6,0	1,01
$^{236}\text{U}$	6,5	$^{235}\text{U} + n$ , т.	6,51	6,7	0,97
$^{236}\text{U}$	60	$^{232}\text{Th} + \alpha$ , 65	7,2	9,5	0,75
$^{239}\text{U}$	7,7	$^{238}\text{U} + n$ , 2,8	6,4	6,5	0,98
$^{240}\text{Pu}$	6,5	$^{239}\text{Pu} + n$ , т.	6,82	7,2	0,84
$^{252}\text{Cf}$	0	$^{252}\text{Cf}$ , s.f.	6,84	7,7	0,88

Рис. 4.6. Зависимость от массового числа осколка числа  $\gamma$ -квантов (а), числа конверсионных электронов в реакции  $^{235}\text{U} + n$  (б)



рой задержке в испускании нейтронов, в результате чего оказывается возможной эмиссия  $\gamma$ -квантов из состояний, расположенных выше энергии связи нейтрона. Сравнительно большой момент, уносимый  $\gamma$ -квантами, приводит к повышению их числа и уменьшению средней энергии по сравнению, например, со случаем захвата тепловых нейтронов, где проявляются близкие энергии возбуждения.

Спектры  $\gamma$ -излучения из различных осколков отражают свойства возбужденных состояний (их число, спины) ядер-осколков. Поэтому имеют место значительные различия спектров из осколков с разными массовыми числами. Зависимость среднего числа  $\gamma$ -квантов от их массового числа (рис. 4.6) напоминает аналогичную зависимость для нейтронов деления (см. рис. 4.2) – повышенный выход при  $A = 110 \div 120$  и  $A > 150$  и низкий при  $A = 120 \div 130$ , где осколки деления имеют числа нейтронов и протонов, близкие к магическим ( $Z = 50$  и  $N = 82$ ). По-видимому, эти особенности ядерной структуры проявляются и в деформируемости ядер, и в их плотности уровней.

В спектрах  $\gamma$ -излучения, кроме непрерывного распределения, наблюдаются и отдельные  $\gamma$ -линии. Они проявляются более четко, если из всего спектра выделяется та его часть, которая совпадает с осколками с выделенными  $Z$  и  $A$ . Эти  $\gamma$ -линии, как правило, связаны с радиационными переходами между первым возбужденным и основным состояниями в четно-четных ядрах. Характеристики этих переходов представлены ниже (см. § 21.1 и табл. 21.1).

Радиационные переходы с малой энергией (ниже 100 кэВ) или высокой мультипольностью обычно оказываются сильно конвертированными, т.е. в них вместо  $\gamma$ -кванта испускается конверсионный электрон. Вылет конверсионного электрона всегда сопровождается испусканием рентгеновского излучения, которое возникает в результате заполнения вакансии в той электронной оболочке, откуда вылетел электрон. Поэтому в спектре  $\gamma$ -излучения из осколков всегда присутствуют характеристические рентгеновские линии (их энергии и интенсивности для всего диапазона осколков приводятся ниже в § 21.1 и табл. 21.3).

Зависимость числа конверсионных электронов (или равного им числа рентгеновских квантов) от массового числа осколков представлена на рис. 4.6. Она имеет характерную форму, напоминающую анало-



гичную зависимость для нейтронов и  $\gamma$ -квантов, — максимумы в районе  $A \approx 105 \div 120$  и  $A > 150$ , а также минимум в районе  $A \approx 120 \div 130$ . Эти максимумы связаны с областями деформированных ядер (с  $N \geq 60$  и  $N \geq 90$ ) у которых имеются вращательные уровни с низкой энергией, а также известными "островами изомерии". Минимум соответствует ядрам с замкнутыми оболочками ( $Z = 50$  и  $N = 82$ ), имеющими малую плотность уровней и высокие энергии первых возбужденных состояний. Разница в распределениях числа  $\gamma$ -квантов и рентгеновских квантов в том, что последних испускается значительно меньше, в особенности из легких осколков. Например, при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  среднее число рентгеновских квантов из легкого осколка 0,1, а из тяжелого — 0,6.

### 4.3. Бета-распад осколков

Большинство осколков деления лежит вне долины  $\beta$ -стабильности. Они имеют избыток нейтронов и поэтому испытывают радиоактивный распад с испусканием электрона и антинейтрино. На рис. 4.7 представлена часть диаграммы нуклонов, где выделены осколки, образующиеся при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами, и указан их выход. Видно, что осколки, имеющие наибольший выход, удалены от стабильных ядер на три—шесть единиц по массовому числу или заряду. Следовательно, им требуется такое же число радиоактивных превращений ( $\beta$ -распадов), чтобы превратиться в стабильные ядра.

На рис. 4.8 представлена зависимость среднего числа  $\beta$ -переходов и средней суммарной энергии всех  $\beta$ -переходов в радиоактивной цепочке от массового числа осколка

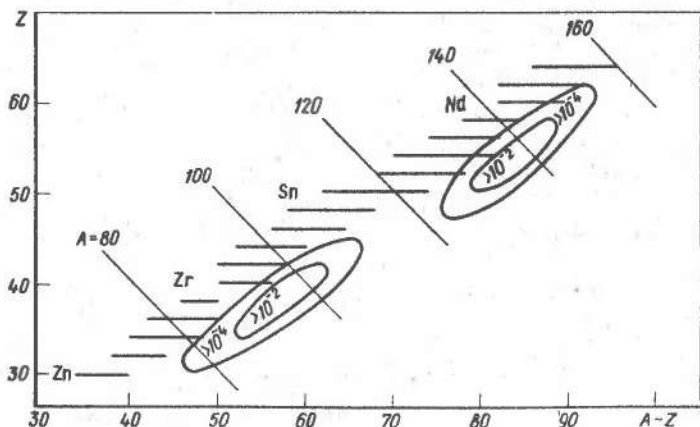


Рис. 4.7. Часть диаграммы нуклидов в диапазоне  $A = 70 \div 160$ ; цифры у контуров означают выход осколков в реакции  $^{235}\text{U} + n$ , т.

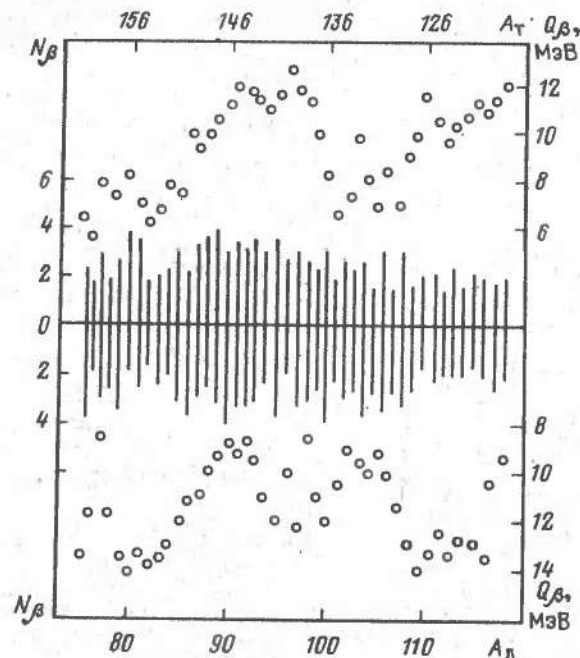


Рис. 4.8. Зависимость среднего числа  $\beta$ -переходов ( $N_{\beta}$ -линии) и их средней суммарной энергии ( $Q_{\beta}$  — точки) в радиоактивной цепочке  $\beta$ -распада от массового числа осколка

почке от массового числа осколка при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Эти величины определяются выражениями:

$$\bar{N}_{\beta} = \sum N_{\beta}(Z) Y(Z); \quad (4.3)$$

$$\bar{Q}_{\beta} = \sum Q_{\beta i}(Z) Y(Z), \quad (4.4)$$

где  $Q_{\beta i}(Z)$  — энергия  $\beta$ -распада продукта деления;  $Y(Z)$  — его кумулятивный выход. Значения  $Y(Z)$  можно получить из табл. 3.4, суммируя независимые выходы осколков, а значения  $Q_{\beta i}$  — из таблицы масс ядер [45]. Из рис. 4.8 можно видеть, что число  $\beta$ -переходов в цепочке колеблется от 1 до 4, а суммарная энергия  $\bar{Q}_{\beta}$ -распадов — от 6 до 14 МэВ. Это происходит вследствие оболочечной структуры продуктов деления (осколков). Наибольшее число  $\beta$ -распадов и наибольшая энергия наблюдаются в тех цепочках, которые относятся к осколкам в максимумах массового распределения, т.е. при  $A_d = 90 \div 110$  и  $A_T = 130 \div 150$ . Усредненные по всем легким осколкам  $\bar{N}_{\beta \text{л}} = 2,94$ ;  $\bar{Q}_{\beta \text{л}} = 11,8$  МэВ, а по всем тяжелым осколкам  $\bar{N}_{\beta \text{т}} = 3,12$ ;  $\bar{Q}_{\beta \text{т}} = 9,3$  МэВ.

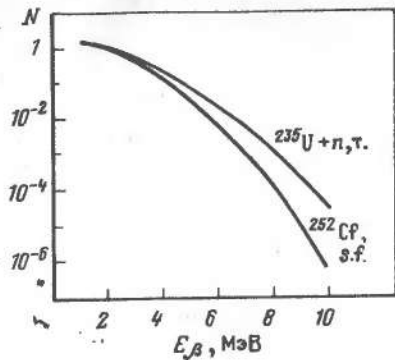


Рис. 4.9. Суммарные  $\beta$ -спектры продуктов деления различных ядер

Подобная зависимость числа  $\beta$ -переходов и суммарной энергии  $\beta$ -распада от массового числа осколков характерна и для других тяжелых делящихся ядер. С ростом энергии возбуждения ядра число  $\beta$ -переходов в цепочке падает, поскольку увеличивается число испускаемых

из осколков мгновенных нейтронов деления, а это приближает продукты деления к долине стабильности ядер. Из сравнения выходов различных продуктов деления в цепочке при различных энергиях возбуждения делящегося ядра следует, что число  $\beta$ -распадов уменьшается на единицу с ростом энергии возбуждения приблизительно на 40 МэВ.

Спектры  $\beta$ -частиц разных продуктов деления обнаруживают значительные различия. Они определяются полной энергией  $\beta$ -распада, которая может достигать 10 МэВ, и интенсивностью  $\beta$ -переходов на возбужденные уровни дочернего ядра. Суммарный  $\beta$ -спектр всех продуктов деления является суперпозицией спектров отдельных осколков, вклад которых определяется их массовым и зарядовым распределением. Примеры таких спектров представлены на рис. 4.9 [46, 47]. Виден резкий спад интенсивности  $\beta$ -частиц при энергии выше 3 МэВ. В этой же области энергий наблюдаются и наибольшие различия спектров для разных делящихся ядер. Это связано с разными выходами продуктов деления, наиболее удаленных от долины стабильности.

Поскольку периоды полураспада продуктов деления различаются очень сильно и распад одних приводит к накоплению других, интегральная интенсивность убывает со временем по сложному закону. При делении  $^{235}\text{U}$  или  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами изменение энергии, выделяющейся при  $\beta$ -распаде продуктов деления ( $Q_\beta$ ), описывается выражением

$$Q_\beta(t) = 2,7 \cdot 10^{-6} t^{-1,2}, \quad (4.5)$$

где  $Q_\beta(t)$  представляет собой энергию на один акт деления, уносимую электронами и  $\gamma$ -квантами при  $\beta$ -распаде и выражаемую в МэВ/с.

$\beta$ -Излучение продуктов деления сопровождается испусканием  $\gamma$ -квантов из возбужденных уровней, заселяемых при  $\beta$ -распаде. Характеристики  $\gamma$ -излучения существенно разные для продуктов деления с различными  $Z$  и  $A$ . В некоторых случаях, хотя и очень редких, наблюдается единственный  $\beta$ -переход в основное состояние дочернего ядра, при

этом не происходит эмиссии  $\gamma$ -излучения. В других случаях все  $\beta$ -переходы идут на возбужденные уровни и наблюдается более ста различных по энергии  $\gamma$ -квантов (см. табл. 21.4 с энергиями и интенсивностями  $\gamma$ -излучения продуктов деления приведенную ниже в § 21.2). Зависимость энергии, уносимой  $\gamma$ -квантами при  $\beta$ -распаде продуктов деления от их массового числа, обнаруживает большой разброс (от 0 до 11 МэВ). Такое разнообразие связано с различием спинов начального и конечного ядер. При сильном различии все  $\beta$ -переходы идут на возбужденные уровни, и это сопровождается эмиссией  $\gamma$ -квантов.

В ряде продуктов деления энергия  $\beta$ -распада оказывается выше энергии связи нейтрона дочернего ядра. В этом случае возможны  $\beta$ -переходы на возбужденные уровни, разрядка которых происходит путем эмиссии нейтронов (запаздывающие нейтроны). К настоящему времени среди продуктов деления известно около 70 излучателей запаздывающих нейтронов с периодами полураспада от 0,1 до 55 с [48]. Эти излучатели группируются в области массовых чисел осколков 79–99 и 127–146. Для ряда продуктов деления ( $^{85}\text{As}$ ,  $^{87}\text{As}$ ,  $^{91}\text{Se}$ ,  $^{92}\text{Br}$ ,  $^{140}\text{I}$ ,  $^{141}\text{I}$ ,  $^{147}\text{Cs}$ ) доля запаздывающих нейтронов (их число на один акт  $\beta$ -распада) может быть достаточно высока (более 20%). Энергетический спектр запаздывающих нейтронов состоит из непрерывного распределения (простирающегося до энергии выше 1 МэВ) и дискретных линий.

## РАЗДЕЛ II

### ОСНОВЫ МЕТОДОВ РЕГИСТРАЦИИ И СПЕКТРОМЕТРИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Регистрация осколков деления основана на их взаимодействии (или взаимодействии их радиоактивного излучения) с веществом. При таком взаимодействии кинетическая энергия осколков преобразуется в форму (например, в энергию электрического тока или светового излучения), удобную для измерения, а также приводит к образованию видимых дефектов или неоднородностей. В этом разделе рассмотрено прохождение тяжелых ядер через вещество, при котором происходит указанное преобразование энергии. Приведены экспериментальные данные и эмпирические закономерности, касающиеся основных характеристик процесса взаимодействия тяжелых ядер с веществом (равновесный заряд, удельные тормозные потери, полный пробег). Обсуждаются физические основы различных методов регистрации и спектрометрии осколков деления, позволяющие выделить их на фоне других заряженных частиц и определить их массовое число, атомный номер и кинетическую энергию.

#### Глава 5

### ПРОХОЖДЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

#### 5.1. Основные понятия и теоретические представления

Вопросы взаимодействия движущихся заряженных частиц с атомами среды всегда имели большое значение в ядерной физике. По легким частицам, таким, как электроны, протоны, ядра гелия, к настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал и достаточно хорошо развито теоретическое описание. Однако для более тяжелых частиц картина не столь полна.

Долгое время единственным источником данных о взаимодействии быстрых тяжелых ядер с веществом были осколки деления. Теперь на современных ускорителях получают тяжелые ионы вплоть до урана в широком диапазоне энергий. Использование ускоренных ионов значительно удобнее, так как в отличие от осколков можно выбирать для исследований ионы с заданными массой и энергией в широком диапазоне.

Взаимодействие тяжелых ионов с веществом столь сильно, что даже при прохождении сравнительно тонких слоев (менее 1 мкм) они меняют энергию, заряд и направление; вот почему важно находить эти

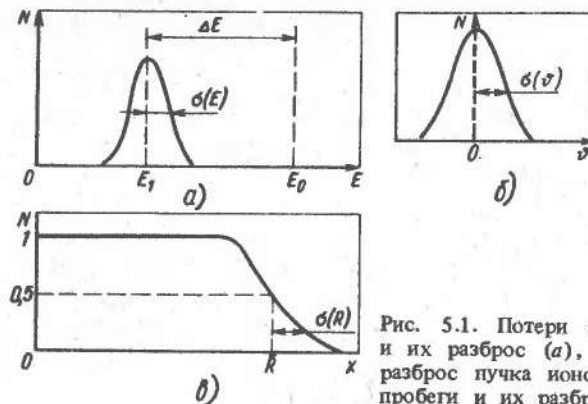


Рис. 5.1. Потери энергии и их разброс (а), угловой разброс пучка ионов ( $\sigma$ ), пробеги и их разброс (в)

изменения достаточно точно. Обычно определяют следующие характеристики пучка ионов при прохождении его через вещество (рис. 5.1): удельную тормозную способность  $dE/dx$ ; т.е. изменение энергии ионов  $\Delta E$  при прохождении заданного слоя вещества  $\Delta x$ ;

средний пробег ионов в данном веществе  $\bar{R}$ , т.е. среднее расстояние, проходимое ионами до остановки;

дисперсию потерь энергии  $\sigma^2(\Delta E)$ , которая характеризует размытие по энергии пучка ионов после прохождения им некоторого слоя вещества;

дисперсию пробегов в веществе  $\sigma^2(R)$ ;

угловую дисперсию пучка ионов после прохождения слоя вещества  $\sigma^2(\vartheta)$ .

Теоретическим расчетам перечисленных характеристик и их экспериментальным исследованиям посвящено большое число работ. Эти работы систематизированы в [49, 50].

Взаимодействие между движущимся ионом и атомами вещества является полностью электромагнитным. Так как атом и ион — сложные частицы, состоящие из положительно заряженного ядра и отрицательно заряженных электронов, их взаимодействие можно разделить на ряд простых процессов: 1) взаимодействие ядра иона с электронными оболочками атомов вещества; 2) взаимодействие электронов иона с ядрами атомов вещества; 3) взаимодействие ядра иона с атомами вещества. Вклад этих процессов в потерю энергии в основном определяется скоростью иона. Из рис. 5.2 видно, что зависимость удельных потерь энергии от скорости иона сложная и ее невозможно описать каким-либо одним аналитическим выражением. Обычно выделяют три области скоростей иона, в каждой из которых преобладает один из указанных выше процессов взаимодействия ионов с атомами вещества. Эти области характеризуются скоростями ионов, связанными со скоростями электронов на оболочках атомов: 1) скорость элект-

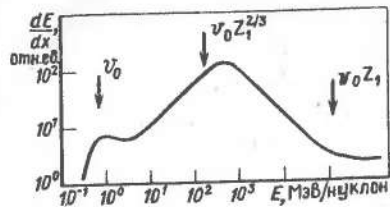


Рис. 5.2. Зависимость удельных потерь энергии  $dE/dx$  от энергии ионов  $E$ : стрелками показано положение характерных скоростей для иона  $^{86}\text{Kr}$

трона на первой орбите водорода  $v_0 = 2,19 \cdot 10^8$  см/с (боровская скорость электрона); 2) скорость электрона на одной из промежуточных орбит атома  $v = v_0 Z_1^{2/3}$  ( $Z_1$  — ядерный заряд иона); 3) скорость электрона на  $K$ -оболочке  $v = v_0 Z_1$ . Перечисленные скорости указаны на рис. 5.2, а соответствующие им энергии для различных ионов представлены в табл. 5.1.

Если скорость иона  $v = v_0 Z_1$ , то он движется в веществе, полностью лишенный электронов. При его торможении в веществе преобладают процессы электромагнитного взаимодействия между ядрами и электронами атомных оболочек, и энергия иона расходуется на ионизацию и возбуждение атомов вещества. Удельная тормозная способность ионов в этом случае (электронная тормозная способность) в пренебрежении эффектами плотности и межатомных связей определяется выражением (формула Бете—Блоха):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m v^2} Z_1^2 Z_2 N \left[ \ln \frac{2m v^2}{I(1-v^2/c^2)} - \frac{v^2}{c^2} \right], \quad (5.1)$$

где  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона;  $c$  — скорость света;  $v$  — скорость иона;  $Z_1$  и  $Z_2$  — соответственно ядерные заряды иона и атомов вещества;  $N$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$  вещества;  $I$  — средний ионизационный потенциал, который изменяется от 15,6 для водорода до 810 эВ для урана. Для элементов с  $Z_2 > 47$  отношение  $I/Z^2 \approx (8,8 \pm 0,3)$  эВ.

Удельную тормозную способность обычно выражают в мегаэлектрон-вольтах на миллиграмм на квадратный сантиметр (потери энергии

Таблица 5.1. Характерные значения энергий ионов при их движении в веществе, МэВ

Ион	$v = v_0$	$v = v_0 Z_1^{2/3}$	$v = v_0 Z$
$^1_1\text{H}$	0,025	0,025	0,025
$^{12}_6\text{C}$	0,30	3,36	10,8
$^{40}_{18}\text{Ar}$	1,00	47,0	324
$^{86}_{36}\text{Kr}$	2,16	256	$1,9 \cdot 10^3$
$^{136}_{54}\text{Xe}$	3,40	692	$10^4$
$^{238}_{92}\text{U}$	5,95	2460	$5 \cdot 10^4$

при прохождении слоя толщиной  $1 \text{ мг/см}^2$ ). В этих единицах выражение (3.1) приобретает вид

$$\frac{dE}{\rho dx} = 0,307 \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2 A_1} \left\{ \ln \frac{1,022 \beta^2}{10^{-6} I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right\}, \quad (5.2)$$

где  $\beta^2 = v^2/c^2$ ;  $\rho$  — плотность вещества;  $A_1$  — массовое число иона.

При скорости ионов, меньшей  $v_0 Z_1$ , начинается захват ионами электронов у атомов вещества. Можно предполагать, что захват происходит тогда, когда скорость иона становится близкой к скорости электрона на его орбите. В результате захвата электронов заряд иона уменьшается. Когда он еще не очень сильно отличается от заряда ядра, выражение для удельной тормозной способности имеет тот же вид, что и при больших энергиях, только вместо ядерного заряда иона  $Z_1$  подставляют средний равновесный заряд иона  $\bar{q}$ :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m v^2} \bar{q}^2 Z_2 N \ln \frac{2m v^2}{I}. \quad (5.3)$$

При таких энергиях ионов можно пренебречь релятивистскими эффектами. В этой области скоростей, как видно из выражений (5.1) и (5.2),  $dE/dx \propto 1/E$ .

Когда скорость иона становится меньше  $v_0 Z_1^{2/3}$ , определяющее влияние на потери энергии оказывает изменение среднего равновесного заряда. Тогда выражение для удельной тормозной способности имеет вид

$$\frac{dE}{dx} = Z_1^{1/6} \cdot 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} \frac{v}{v_0}, \quad (5.4)$$

где  $v$  — скорость иона;  $a_0 = 5,29 \cdot 10^{-9}$  см — классический боровский радиус внутренней орбиты атома водорода. Как видно из выражения (5.4), в этой области скоростей имеет место совершенно другая зависимость удельной тормозной способности от энергии иона  $dE/dx \propto \sqrt{E}$ .

При еще более низких скоростях, когда  $v < v_0$  и  $\bar{q} \ll 1$ , характер взаимодействия ионов с веществом меняется. Преобладающим становится взаимодействие между ядрами ионов и атомами вещества. Энергия ионов передается атомами вещества в результате упругих столкновений, и удельная тормозная способность определяется выражением

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{A_2 v^2} Z_1^2 Z_2^2 \ln \left( \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \frac{v^2 a_L}{Z_1 Z_2 e^2} \right), \quad (5.5)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  — соответственно массовые числа иона и атома вещества. Выражение под знаком логарифма представляет собой отношение энер-

гии иона к кулоновской энергии отталкивания ядер иона и атомов вещества, находящихся на расстоянии  $a_L$  друг от друга (вне этого расстояния потери энергии практически равны нулю вследствие экранирования ядра атомными электронами). Параметр экранирования  $a_L$  определяется выражением

$$a_L = 0,8853 a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}). \quad (5.6)$$

В этой области скоростей опять  $dE/dx \propto 1/E$ . Характер взаимодействия ионов с веществом определяет и другие характеристики пучка ионов: дисперсии потерь энергии, пробегов и углов отклонения.

## 5.2. Равновесный заряд тяжелых ионов при их движении в веществе

Как видно из выражения (5.3), тормозная способность ионов в широком диапазоне энергий зависит от их среднего равновесного заряда. Эта величина во многом определяет и другие характеристики пучка ионов при его движении в веществе. Иногда знание среднего равновесного заряда и его дисперсии имеет и самостоятельное значение (например, при движении иона в электрическом и магнитном полях, что необходимо при конструировании спектрометров осколков деления).

В настоящее время не существует удовлетворительного теоретического описания процесса ионизации тяжелых атомов при движении их в веществе. Имеются лишь эмпирические соотношения, связывающие средний равновесный заряд со скоростью иона [51]. Одно из них, описывающее экспериментальные данные при энергии ионов, отнесенной на один нуклон, выше 0,1 МэВ/нуклон с отклонением не более 30%, имеет вид

$$\bar{q} = Z_1 [1 - 1,034 \exp(-v/v_0 Z_1^{0,688})]. \quad (5.7)$$

Эта зависимость (расчетная и экспериментальная) представлена на рис. 5.3.

Обычно спектр зарядов, возникающий при прохождении иона через вещество, подчиняется гауссову распределению. Его полуширина определяется в основном ядерным зарядом иона и сравнительно слабо зависит от энергии иона и атомного номера атома тормозящего вещества. Эмпирически получено следующее выражение для полуширины:

$$W(q)_{0,5} = 0,27 \sqrt{Z_1}. \quad (5.8)$$

Примеры зарядовых распределений приведены на рис. 5.4. Видны рост среднего эффективного заряда с повышением энергии и практически одинаковые значения дисперсии. Можно также видеть, что после прохождения слоя алюминия равновесный заряд для той же энергии боль-

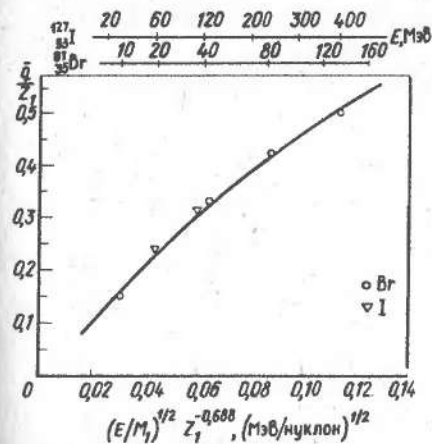


Рис. 5.3. Зависимость отношения среднего равновесного заряда к ядерному от приведенной скорости иона

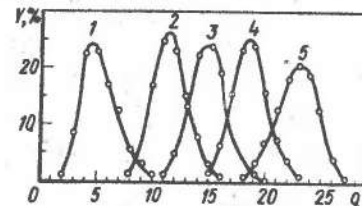


Рис. 5.4. Зарядовое распределение ионов Br в Ag (1—4) при энергии ионов соответственно 10, 42, 82 и 140 МэВ и в Al (5) при энергии ионов 136 МэВ

Таблица 5.2. Основные характеристики зарядового распределения ионов при их движении в различных веществах

Ион	Мишень	$E$ , МэВ	$\bar{q}$	$\sigma(q)$	$\gamma(q)$
C	N <sub>2</sub>	108	5,99	0,109	-9,0
C	Ni	108	5,98	0,133	-7,3
Cl	Al	40	11,5	1,25	-0,27
Ar	C	240	16,7	0,896	-0,35
Br	N <sub>2</sub>	100	16,1	1,59	0,10
Br	N <sub>2</sub>	140	17,6	1,64	0,20
Br	Al	136	22,8	1,81	-0,24
Br	U	91	20,3	1,84	0,02
Br	U	129	22,5	1,75	-0,30
I	N <sub>2</sub>	60	13,1	2,00	0,28
I	N <sub>2</sub>	110	17,9	2,02	0,44
I	C	57	21,9	2,15	-0,13
I	C	110	26,0	1,71	-0,06
I	Al	157	29,2	1,83	0,10
Ta	C	15	11,1	2,24	0,08
U	N <sub>2</sub>	15	5,9	1,94	0,64
U	C	15	10,8	2,10	-0,15
U	C	46	21,8	2,34	0,20

ше, чем при движении в аргоне. Это явление имеет место и для других твердых мишеней. Оно связано с тем, что в твердых телах время между последующими столкновениями меньше, чем время жизни воз-

бужденных состояний атома, поэтому из твердой мишени ион выходит с возбужденной электронной оболочкой, и возбуждение может сниматься испусканием оже-электронов. Как следствие повышается равновесный заряд. В газах из-за их малой плотности наблюдается обратная картина.

В табл. 5.2 приведены параметры зарядового распределения ряда ионов [52]: средний равновесный заряд  $\bar{q}$ , его отклонение от среднего  $\sigma(q)$  и асимметрия распределения  $\gamma(q)$ , определяющиеся выражениями вида (3.1), (3.3), (3.4).

### 5.3. Удельная тормозная способность и пробег тяжелых ионов

Пользуясь выражениями (5.1) – (5.5), а также данными о равновесных зарядах, можно вычислить значения удельной тормозной способности и полного пробега для всех ионов в широком диапазоне энергий. Результаты вычислений для тормозной способности всех ионов от водорода до урана в ряде материалов в диапазоне энергий 0,0125–12,0 МэВ/нуклон представлены в виде таблицы в работе [53]. Эти вычисления основаны на рассмотренных выше представлениях о взаимодействии тяжелых ионов с веществом.

1. Ионы, имеющие большую энергию, движутся в веществе, лишены всех электронов ( $q = Z_1$ ), поэтому удельные тормозные способности различных ионов при одинаковых скоростях относятся как обратные величины квадратов их ядерных зарядов:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_1 : \left(\frac{dE}{dx}\right)_2 : \left(\frac{dE}{dx}\right)_3 \dots = \frac{1}{Z_1^2} : \frac{1}{Z_2^2} : \frac{1}{Z_3^2} \dots \quad (5.9)$$

Отсюда следует, что в пределе больших энергий значения  $\frac{1}{Z^2} \frac{dE}{dx}$  при одинаковой скорости (или энергии на один нуклон  $E/A$ ) будут одинаковыми и теми же для всех ионов.

2. Отношение удельных тормозных способностей в двух разных веществах ( $A$  и  $B$ ) одно и то же для всех ионов при одинаковой скорости:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{p,A} : \left(\frac{dE}{dx}\right)_{p,B} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{s,A} : \left(\frac{dE}{dx}\right)_{s,B}, \quad (5.10)$$

где индексы  $p$  и  $s$  относятся к различным ионам.

3. Имеет место плавная зависимость удельной тормозной способности от энергии и атомного номера иона и атома вещества (игнорируются эффекты, вызываемые оболочечной структурой атомов).

Вычисленные таким способом значения удельной тормозной способности для ряда ионов в алюминии представлены на рис. 5.5. Для дру-

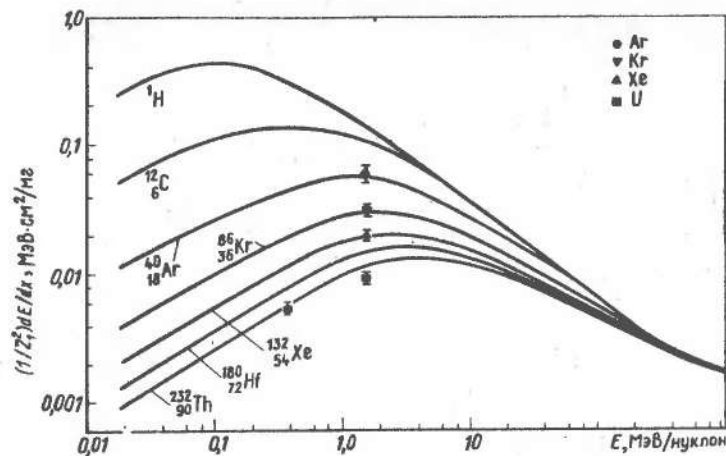


Рис. 5.5. Зависимость тормозной способности различных ионов в Al от энергии иона

гих ионов значения  $\frac{1}{Z^2} \frac{dE}{dx}$  можно получить простой интерполяцией.

Для сравнения на график нанесены экспериментальные значения тормозной способности. Видно сравнительно хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.

На рис. 5.6 представлены значения удельной тормозной способности ионов в различных веществах по отношению к тому же значению для алюминия. Эти отношения, как уже отмечалось выше, одинаковы для всех ионов. Разный ход зависимости приведенного отношения от энергии для твердых и газообразных сред отражает сильное различие их плотностей и, как следствие этого, различие равновесных зарядов.

Для мишени сложного состава

$$M = \sum_i N_i A_i, \quad (5.11)$$

где  $M$  – соответственно молекулярная масса мишени, а  $N_i$  – число атомов и  $A_i$  – масса данного элемента в молекуле, тормозная способность определяется выражением

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_M = \frac{1}{M} \sum_i N_i A_i \left(\frac{dE}{dx}\right)_{A_i} \quad (5.12)$$

Например, для майлара ( $C_{10}H_8O_4$ )

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{192} \left[ 120 \left(\frac{dE}{dx}\right)_C + 8 \left(\frac{dE}{dx}\right)_H + 64 \left(\frac{dE}{dx}\right)_O \right]. \quad (5.13)$$

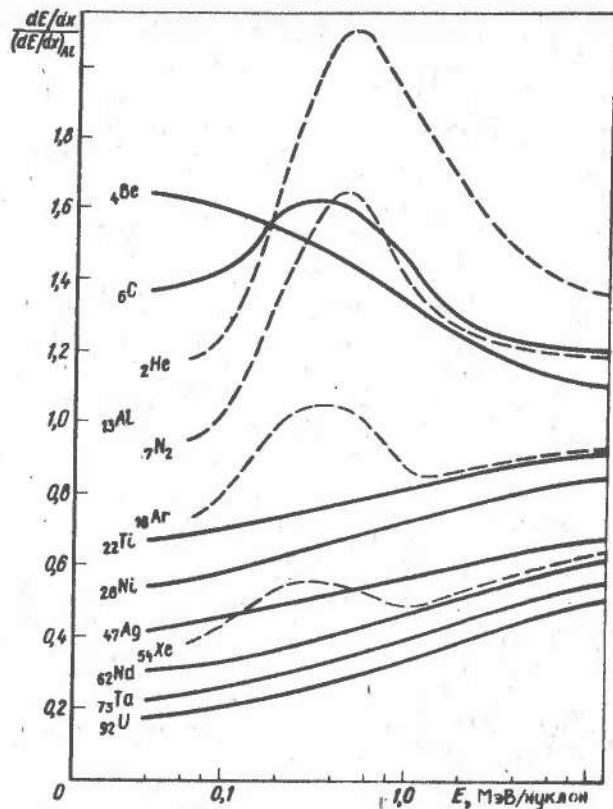


Рис. 5.6. Зависимость относительной тормозной способности (по отношению к Al) ионов в различных веществах от энергии иона: сплошная линия — твердые тела; пунктир — газы

Если тормозная способность известна на всем пути иона в веществе, то можно вычислить его средний полный пробег:

$$\bar{R}(E) = \int_0^E \left( \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dx. \quad (5.14)$$

Однако, как отмечалось выше, достаточно хорошо известна лишь тормозная способность, определяемая взаимодействием между ядрами и электронными оболочками (электронная тормозная способность, зависимость от энергии которой представлена на рис. 5.5, 5.6). По мере торможения иона в веществе все большую роль начинает играть взаимодействие между ядрами иона и атомами вещества. Тормозная

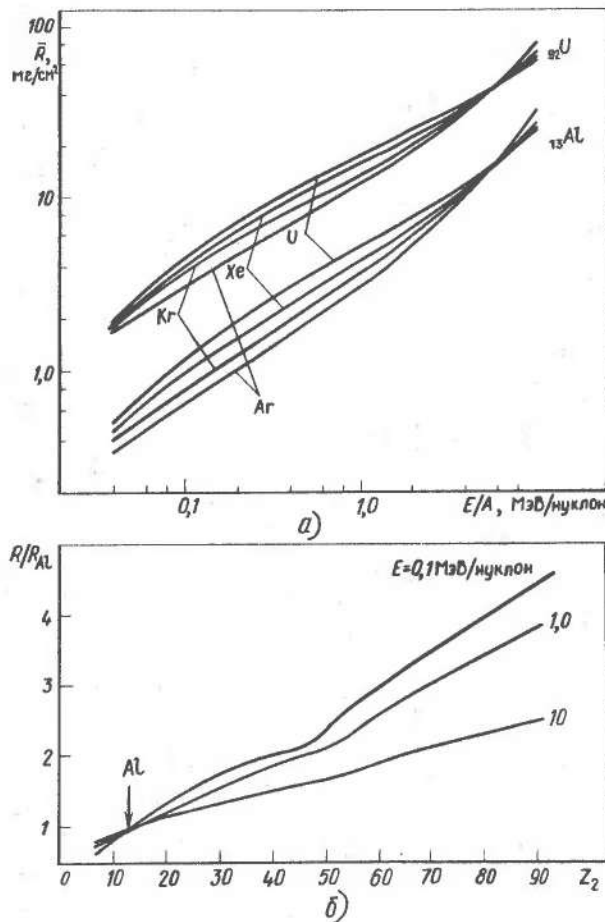


Рис. 5.7. Зависимость среднего пробега некоторых ионов в Al и U от энергии иона (а) и относительного пробега ионов в различных веществах от заряда атома вещества (б)

способность, определяемая этим процессом (ядерная тормозная способность), известна значительно хуже, что приводит к неопределенностям при вычислении среднего полного пробега. Ряд эмпирических зависимостей, связывающих пробег осколка с его кинетической энергией, приведен ниже (см. разд. V, гл. 20). Результаты вычисления среднего пробега с использованием электронной тормозной способности и поправки на ядерное взаимодействие представлены в [53]. Эти данные, сведенные в графики зависимости среднего полного пробега от энергии различных ионов и от атомного номера вещества (от бериллия до урана), приведены на рис. 5.7. Значения пробега для ионов и ато-

Таблица 5.3. Пробеги и разбросы пробегов при торможении ионов в веществе

Ион	E, МэВ	Мишень	$\bar{R}$ , мг/см <sup>2</sup>		W(0,5) <sub>R</sub> , мг/см <sup>2</sup>	
			Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
<sup>123</sup> Ba	58	<sup>73</sup> Ta	5,7 (5)	6,65	0,8 (2)	0,55
<sup>131</sup> Pr	34	<sup>73</sup> Ta	4,7 (3)	5,12	0,8 (2)	0,55
<sup>187</sup> Hg	47	<sup>73</sup> Ta	4,3 (5)	5,35	1,0 (2)	0,70
<sup>123</sup> Ba	58	<sup>28</sup> Ni	3,9 (3)	4,15	0,3 (2)	0,20
<sup>131</sup> Pr	37	<sup>28</sup> Ni	2,60 (25)	2,80	0,40 (15)	0,22
<sup>97</sup> Pd	49	<sup>28</sup> Ni	3,7 (4)	3,85	0,45 (20)	0,30
<sup>127</sup> Ce	48	<sup>28</sup> Ni	6,7 (3)	7,05	0,70 (15)	0,65

мов вещества промежуточных атомных номеров находят простой интерполяцией. Необходимо отметить, что измеренные на опыте зависимости тормозных способностей и пробегов от атомного номера вещества не являются гладкими. Наблюдаются флуктуации до 15% некоторых значений  $Z_2$ , связанные с оболочечной структурой атомов вещества. Ряд измеренных и вычисленных в [53] значений пробегов представлен в табл. 5.3. Их сравнение позволяет судить о точности вычислений.

#### 5.4. Дисперсия потерь энергии и пробегов ионов в веществе

Потери энергии одним ионом являются статистическим процессом, поэтому после прохождения слоя вещества имеет место разброс энергий пучка ионов относительно среднего значения энергии, а при полном торможении ионов в веществе — разброс пробегов. Этот разброс зависит от свойств среды, а также от механизма взаимодействия тяжелого иона с веществом, который в основном определяется скоростью иона. Вот почему для различных диапазонов энергий форма спектра моноэнергетического пучка ионов, прошедшего слой вещества, будет существенно разной. Главным образом она зависит от потерь энергии и от отношения этой величины к максимальной энергии, теряемой в единичном акте взаимодействия с атомом вещества.

При достаточно высокой энергии иона ( $v > v_0$ ) его энергия в основном передается электронам атомов вещества. Тяжелый ион может передать электрону сравнительно небольшую энергию  $\epsilon$ . Например, для ионов с  $A_1 > 50$  и  $E < 10$  МэВ/нуклон  $\epsilon$  не превышает 5 кэВ. Это значительно меньше, чем потери энергии тяжелыми ионами при прохождении даже очень тонких слоев вещества (например, ион <sup>86</sup>Kr с энергией 100 МэВ теряет в слое алюминия толщиной 1 мкг/см<sup>2</sup> =  $2,2 \cdot 10^{-7}$  мм энергию 40 кэВ). При таком соотношении между по-

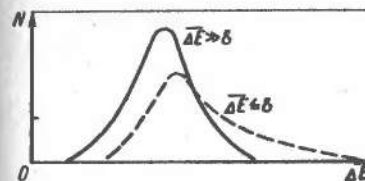


Рис. 5.8. Спектр потерь энергии ионов в веществе

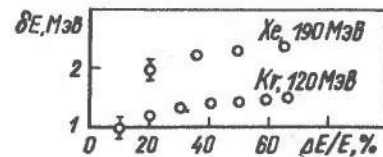


Рис. 5.9. Зависимость среднего разброса потерь энергии  $\overline{\Delta E}$  для ионов Kr и Xe при их энергии  $E = 1,4$  МэВ/нуклон от значения потерь  $\Delta E/E$

терями энергии и переданной энергией  $\Delta E \gg \epsilon$  имеет место гауссово распределение потерь энергии (рис. 5.8). Для ионов, у которых равновесный заряд при движении в веществе остается равным ядерному ( $q = Z$ ) и потери энергии в слое не превышают 10–20% начальной энергии, полуширина распределения потерь энергии определяется выражением

$$W(0,5)_{\Delta E} = 8,35 Z_1 e^2 \sqrt{Z_2 \Delta x}, \quad (5.15)$$

где  $\Delta x$  — толщина слоя, атом/см<sup>2</sup>.

С уменьшением энергии иона его равновесный заряд падает,  $q < Z_1$ , и дисперсия  $q$  приводит к увеличению разброса потерь энергии. Из-за квадратичной зависимости потерь энергии от равновесного заряда вклад за счет этого процесса может быть значительным. Он определяется выражением

$$W(0,5)_{\Delta E} = \alpha W(0,5)_q / \bar{q}, \quad (5.16)$$

где  $\alpha$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от сечения перезарядки; значения  $\bar{q}$  и  $W(0,5)_q$  см. в табл. 5.2 и на рис. 5.4. Вклад в реальную полуширину распределения потерь энергии дают оба источника разброса [см. (5.15), (5.16)]. При определении ее складывают дисперсии обоих распределений согласно выражению (3.8).

При увеличении толщины слоя необходимо учитывать изменение тормозной способности с уменьшением энергии иона. Для таких случаев из анализа экспериментальных данных получено эмпирическое выражение для полуширины распределения потерь энергии [54]:

$$W(0,5)_{\Delta E} = 0,014 \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2}}} \frac{(dE/dx)_{E_1 - \Delta E}}{(dE/dx)_{E_1}} (\Delta E)^{0,53}. \quad (5.17)$$

Здесь тормозные способности  $(dE/dx)_{E_1}$  и  $(dE/dx)_{E_1 - \Delta E}$  относятся к начальной и конечной энергиям ионов, проходящих слой вещества. На рис. 5.9 представлена зависимость измеренного на опыте



разброса потерь энергии для ионов Kr и Xe от этих потерь при торможении в различных газах [55]. Экспериментальные значения разброса потерь в газах достаточно хорошо описываются выражением (5.17). Однако малый объем экспериментальных данных не позволяет судить о точности описания для других веществ.

При уменьшении энергии иона, когда его тормозная способность меняется как  $\sqrt{E}$ , полуширина распределения потерь энергии описывается выражением (5.17), умноженным на  $\sqrt{L(E_1 Z_2)}$  (приведенную тормозную способность):

$$L(E, Z_2) = Z_1^{1/6} \frac{a_0^{1/2}}{e^2} \frac{M_1 + M_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}) M_1^{3/2}} E^{1/2}. \quad (5.18)$$

В области очень малых энергий, когда преобладает взаимодействие между зарядами ядер иона и атомами вещества, разброс энергий наибольший, так как при столкновении ион может передавать атому значительную энергию. Выражения для потерь энергии и сечений приведены в гл. 6. Максимальные потери энергии в одном столкновении могут превосходить средние потери при прохождении слоя вещества, при этом распределение потерь энергии уже не будет гауссовым, а будет описываться асимметричной кривой, имеющей хвост в области больших потерь. Выражение для дисперсии потерь тогда имеет вид

$$\sigma(\Delta E) = 4\pi Z_1^2 Z_2^2 e \left[ \frac{A_1^2}{A_1 + A_2} \right]^2 \Delta x. \quad (5.19)$$

Видно, что дисперсия не зависит от начальной энергии иона, она определяется толщиной слоя, а также массовыми числами и ядерными зарядами ионов и атомов тормозящей среды.

Дисперсия потерь энергии приводит к дисперсии пробегов ионов в веществе. Связь между этими величинами определяется выражением

$$\sigma^2(R) = \int_0^E \frac{\sigma_e^2 + \sigma_n^2}{(dE/dx)_e + (dE/dx)_n} d\sigma, \quad (5.20)$$

где символы  $e$  и  $n$  относятся к электронной и ядерной тормозным способностям. Используя конкретные выражения для  $\sigma$  или  $W(0,5)\Delta E$  при гауссовом распределении потерь энергии и  $dE/dx$  в различных диапазонах энергий, можно вычислить разброс пробегов. Однако эти вычисления трудны, так как необходимо знать  $\sigma^2(R)$  и  $dE/dx$  во всем диапазоне энергий ионов.

Для энергий ионов, не превышающих нескольких мегаэлектрон-вольт на нуклон, основной вклад в дисперсию пробегов вносит упругое рассеяние на ядрах, которое происходит в конце пробега. Для это-

го случая значения дисперсии пробегов рассчитаны в [56]. О точности вычислений можно судить по данным табл. 5.3, где представлены измеренные и вычисленные дисперсии пробегов. Для оценки дисперсии пробегов осколков деления используют приближенное выражение

$$\sigma^2(R) = \frac{2}{3} \frac{A_1 A_2}{(A_1 + A_2)^2} R_n^2, \quad (5.21)$$

где  $R_n$  — часть пробега осколков, на которой потери энергии в результате упругих столкновений преобладают. Значения  $R_n$  приведены в [56].

### 5.5. Угловой разброс пучка тяжелых ионов

Прохождение ионов через вещество приводит не только к потерям энергии, но и к изменению направления их движения, которое определяется механизмом взаимодействия тяжелых ионов с веществом. При взаимодействии с электронами атомов вещества направление движения иона меняется очень мало, так как его масса много больше массы электрона. Однако большое число столкновений приводит к угловому разбросу пучка ионов. В то же время при взаимодействии с ядрами направление движения иона может существенно измениться.

В результате этих взаимодействий угловое распределение рассеянных ионов состоит из двух компонент.

1. Гауссово распределение, возникающее из-за многократного рассеяния на электронах. Его полуширина определяется выражением

$$W(0,5)\vartheta = 3,57 \cdot 10^{-4} \frac{Z_2 q (\Delta x)^{1/2}}{M_2^{1/2} E} \left\{ \ln \frac{208 \Delta x}{(Z_2^{2/3} + q^{2/3}) M_2} \right\}^{1/2}, \quad (5.22)$$

где  $\vartheta$  выражено в радианах,  $\Delta x$  — в граммах на квадратный сантиметр и  $E$  — в мегаэлектрон-вольтах.

2. Распределение, спадающее с ростом угла  $\vartheta$  как  $\sin^4(\vartheta/2)$ . Оно является результатом резерфордского рассеяния на ядрах атомов вещества. Долю ионов, рассеянных на угол больше заданного (в системе центра масс), можно выразить в виде

$$\frac{N(\vartheta)}{N_0} = \frac{\pi e^4 Z_1^2 Z_2^2 \Delta x \operatorname{ctg}^2 \vartheta/2}{4 E^2}. \quad (5.23)$$

Соотношение между интенсивностями этих распределений определяется углом рассеяния, а также массой и энергией иона.

В [57] показано, что если использовать приведенную полуширину гауссова распределения  $W(0,5)\vartheta$  и приведенную толщину мишени  $\Delta x$ ,

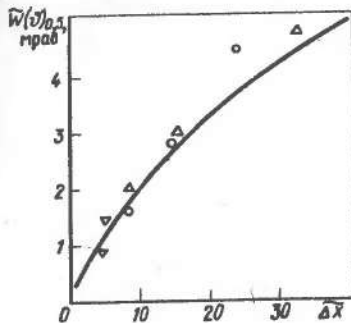


Рис. 5.10. Зависимость приведенной полуширины углового распределения при многократном рассеянии иона от приведенной толщины слоя вещества

то между ними имеет место универсальная зависимость (рис. 5.10) для широкого набора ионов и тормозящих сред. Выражения для  $W(0,5)_\vartheta$  и  $\widetilde{\Delta x}$  имеют вид:

$$\widetilde{W(0,5)}_\vartheta = \frac{a_L E}{2Z_1 Z_2 e^2} W(0,5)_\vartheta; \quad (5.24)$$

$$\widetilde{\Delta x} = \pi a_L^2 N \Delta x, \quad (5.25)$$

где  $a_L$  определяется выражением (5.6). Для сравнения на рис. 5.10 приведены экспериментальные данные по рассеянию ионов  $^{132}\text{Xe}$  с энергией 162 МэВ в различных мишенях.

### 5.6. Особенности прохождения осколков через вещество

После деления ядра на два осколка каждый захватывает часть электронов из оболочки начального атома. При этом из-за возмущения электронной оболочки часть электронов теряется, и оба осколка оказываются частично ионизованными (их заряды оказываются в диапазоне 10–20). При движении осколков в веществе у них быстро устанавливается равновесный заряд, соответствующий их кинетической энергии и атомному номеру, который определяется выражением (5.6) и составляет 20–22. Движение осколков в веществе имеет, однако, ряд особенностей.

1. Масса осколков деления (см. рис. 4.7) больше, чем масса рассмотренных выше ионов того же элемента. Это приводит к тому, что при той же кинетической энергии осколки имеют меньшую скорость, поэтому их тормозная способность больше, а пробег меньше, чем у ионов. На графиках (см. рис. 5.4–5.6) и в таблицах (см. например, табл. 5.3) значения тормозной способности и пробега даны для определенных нуклидов. Чтобы перейти к нуклидам с другими массовыми числами, нужно выполнить ряд операций. У разных изотопов одного элемента тормозные способности одинаковы при одних и тех же значениях энергии, отнесенной на нуклон  $E/A$ . Поэтому для нахождения тормозной способности изотопа с массовым числом  $A_1$  при энергии  $E_1$  находят тормозную способность известного изотопа (с массовым числом  $A_2$ ) при энергии  $E_2$ :

$$(dE/dx)_{A_1 E_1} = (dE/dx)_{A_2 E_2}, \quad (5.26)$$

$$\text{где } E_2 = \frac{A_1}{A_2} E_1.$$

Для нахождения пробега выполняют ту же процедуру, но полученный таким способом пробег умножают на отношение массовых чисел изотопов:

$$R_{A_1 E_1} = \frac{A_1}{A_2} R_{A_2 E_2}. \quad (5.27)$$

2. Ядра осколков находятся в возбужденном состоянии, и возбуждение нередко снимается при движении осколка в веществе (время жизни ядерных уровней находится в широком диапазоне  $10^{-9}$ – $10^{-14}$  с). Снятие возбуждения происходит в результате испускания  $\gamma$ -квантов и электронов конверсии. В последнем случае возникают вакансии в электронной оболочке, и при их заполнении имеет место эмиссия оже-электронов из атома. Это приводит к добавочной ионизации осколка (увеличению его равновесного заряда) и, следовательно, к изменению его тормозной способности и пробега. Такой процесс определяется свойствами возбужденных уровней ядра осколка (значениями их времени жизни и коэффициента конверсии радиационных переходов) и может быть существенно разным для различных осколков. В результате некоторые осколки будут иметь заметные отклонения пробега и тормозной способности от расчетных данных, а также от результатов экспериментов, выполненных с невозбужденными ядрами. Измерения среднего заряда осколков деления ядра  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами показали, что в диапазоне массовых чисел осколков 80–105 каскады оже-электронов сдвигают средний заряд осколков приблизительно на три единицы.

## Глава 6

### СПОСОБЫ РЕГИСТРАЦИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

#### 6.1. Механизм передачи энергии осколков атомам вещества

Все способы регистрации осколков основаны на наблюдении тех изменений, которые происходят в веществе при движении в них осколков или продуктов их распада. В результате этих изменений происходит преобразование энергии осколков в форму, удобную для измерений (например, энергию электрического тока, светового потока), либо образование видимых дефектов или неоднородностей.

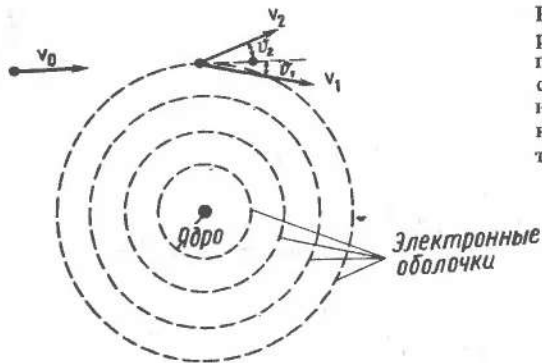


Рис. 6.1. Схематическое изображение процесса ионизации при взаимодействии осколка с атомами:  $V_0$  и  $V_1$  — начальная и конечная скорости осколка;  $V_2$  — скорость электрона

Торможение осколков и передача их кинетической энергии атомам или молекулам вещества вызывает ряд макроскопических явлений в веществе: ионизацию атомов вещества; возбуждение атомов, молекул, кристаллической решетки; усиление теплового движения; образование дефектов. Эти явления связаны друг с другом. Одни из них могут переходить в другие во время движения осколка или после его остановки (время торможения осколков составляет порядка  $10^{-12}$  с в твердых телах и  $10^{-9}$  с в газах при давлении, близком к атмосферному).

Вид потерь энергии, приводящих к различным макроскопическим явлениям, зависит от свойств вещества и во многом определяется механизмом передачи энергии осколка атомам вещества. Передача энергии осуществляется в результате взаимодействия осколка с электронами и ядрами атомов вещества (рис. 6.1). Энергия, приобретаемая электроном при таком взаимодействии, и сечение этого процесса определяются выражениями:

$$\epsilon(\vartheta'_1) = \frac{4mE}{M} \sin^2(\vartheta'_1/2); \quad (6.1)$$

$$\frac{d\sigma(\vartheta_1)}{d\Omega} = \frac{Z_1^2 e^4 M}{16E^2 m \sin^4(\vartheta_1/2)}, \quad (6.2)$$

где  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона;  $M$ ,  $Z_1$  и  $E$  — масса, заряд и кинетическая энергия осколка;  $\vartheta'_1$  — угол рассеяния осколка в системе центра масс. Соотношение между углами рассеяния в лабораторной системе и в системе центра масс для  $m \ll M$  имеет вид

$$\sin \vartheta_1 = \frac{m}{M} \sin \vartheta'_1. \quad (6.3)$$

Из выражения (4.1) видно, что максимальная энергия, которую мо-

жет приобрести электрон, составляет несколько килоэлектрон-вольт. Минимальная энергия, передаваемая связанному электрону, определяется энергией низшего возбужденного уровня атома, молекулы, кристалла.

Другим источником потерь энергии осколками является их упругое рассеяние ядрами атомов вещества. Тогда выражения для потерь энергии и сечения имеют вид:

$$\Delta E(\vartheta'_1) = \frac{4M_1 M_2 E}{(M_1 + M_2)^2} \sin^2(\vartheta'_1/2); \quad (6.4)$$

$$\frac{d\sigma(\vartheta'_1)}{d\Omega} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4 (1 + M_1/M_2)}{4M_1 E^2 \sin^4(\vartheta'_1/2)}, \quad (6.5)$$

где  $M_1$  и  $M_2$  — соответственно массы осколка и атома вещества. Если осколки деления и атомы вещества имеют сравнимые массы, то потери энергии при одном столкновении могут составлять значительную долю начальной энергии. Однако сечение такого процесса невелико. Как видно из выражений (6.1) — (6.5), сечение растет с уменьшением передаваемой энергии, поэтому при энергии ионов выше нескольких мегаэлектрон-вольт преимущественно имеют место передачи малых долей ( $10^{-5}$  —  $10^{-6}$ ) энергии электронам. С уменьшением энергии иона такие передачи энергии становятся невозможными, так как они находятся ниже порога ионизации или энергии первого возбужденного уровня атома. В этом случае потери энергии будут происходить в результате упругих столкновений, в которых могут передаваться большие доли энергии.

Механизм потерь энергии при торможении заряженных частиц наиболее полно изучен для газов. В табл. 6.1 представлены величины, характеризующие потери энергии для многих газов: 1) порог ионизации  $\epsilon_{и}$ , т.е. энергия, необходимая для удаления из атома наиболее слабо связанного электрона; 2) энергия возбуждения  $\epsilon_{в}$ , т.е. энергия самого низкого возбужденного состояния атома или молекулы газа; 3) средняя энергия образования пары ионов  $\bar{\epsilon}_{п}$ , определяемая отношением потерь энергии к числу пар ионов; 4) средняя энергия, теряемая заряженной частицей при одном столкновении с атомом  $\bar{\epsilon}_{с}$  (определяется из значений удельной тормозной способности). Из табл. 6.1 видно, что средняя энергия образования пары ионов выше энергии ионизации (для инертных газов в 1,6—1,8 раза, а для молекул в 2,4—2,6 раза). Различие энергий связано с тем, что наряду с ионизацией происходит возбуждение атомов вещества и, кроме того, энергия, приобретаемая электроном, часто оказывается выше порога ионизации, но в то же время она недостаточна для вторичной ионизации атомов газа.

Средняя энергия, необходимая для образования пары ионов, слабо зависит от энергии, заряда и массы бомбардирующей частицы (исклю-

Таблица 6.1. Величины, определяющие потери энергии в газах

Газ	$\epsilon_{и}, \text{эВ}$	$\epsilon_{в}, \text{эВ}$	$\bar{\epsilon}_{п}, \text{эВ}$	$\bar{\epsilon}_{с}, \text{эВ}$	
				${}^4\text{He}$	${}^{86}\text{Kr}$
He	24,6	19,8	42,7	0,14	7,3
Ne	21,6	16,7	36,8	0,42	11,1
Ar	15,8	11,6	26,4	0,63	35,2
Kr	14,0	10,0	24,1	0,92	48,5
Xe	12,1	8,4	21,9	1,20	60,6
H <sub>2</sub>	15,4	16,5	10,2	0,10	5,1
N <sub>2</sub>	15,5	—	36,6	0,35	18,2
O <sub>2</sub>	12,2	—	35,2	0,38	19,6
CO <sub>2</sub>	13,7	—	34,5	—	—
CH <sub>4</sub>	13,0	—	29,2	—	—
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	11,4	—	27,5	—	—
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	8,8	—	28,0	—	—

чение составляют тяжелые ядра с малой энергией, о которых будет сказано ниже). Это указывает на единый механизм взаимодействия частицы с атомами вещества, при котором отношение вероятностей ионизации и возбуждения мало зависит от свойств частицы.

Средняя энергия, теряемая осколком при одном столкновении с атомом, в несколько раз выше порога ионизации, а также средней энергии образования пары ионов. Поэтому осколок при каждом взаимодействии с атомом выбивает из него несколько электронов. В результате возникает высокая плотность ионизации на пути движения осколка. В твердых телах значения  $\epsilon_{и}$ ,  $\epsilon_{в}$ ,  $\bar{\epsilon}_{п}$ , как правило, значительно ниже, чем в газах. Например, в кремнии  $\epsilon_{и} = 1,12 \text{ эВ}$ ,  $\bar{\epsilon}_{п} = 3,75 \text{ эВ}$ . Это приводит к большему числу пар ионов при тех же, что и газах, потерях энергии.

## 6.2. Ионизация и возбуждение атомов вещества

Образующиеся при торможении осколка в веществе электроны и положительные ионы имеют энергию, превышающую среднюю энергию атомов вещества. Однако за очень короткое время ( $10^{-12} - 10^{-11} \text{ с}$ ) взаимодействие с атомами вещества снижает их энергию до равновесной. Одновременно идет процесс рекомбинации, т.е. захвата электронов положительными ионами. В результате вещество возвращается к своему исходному состоянию, а энергия осколков переходит в тепловую энергию атомов вещества, что приводит к повышению температуры образца. Повышение температуры можно измерить с помощью чувствительного калориметра, но этот метод позволяет регистрировать не отдельные осколки, а их интегральный поток.

Чтобы сделать доступной для измерения полную или удельную ионизацию, производимую осколком, в промежутке, где происходит торможение осколков, создают электрическое поле. Это поле разделяет электроны и положительные ионы (вследствие чего рекомбинация не происходит) и заставляет их двигаться к электродам. Движение зарядов создает ток во внешней цепи, который определяется потерями энергии осколков в тормозящем слое вещества. Осколок с энергией 100 МэВ производит в газе около  $3 \cdot 10^6$  пар электронов и ионов с общим зарядом  $5 \cdot 10^{-13} \text{ Кл}$ . В полупроводниковых материалах число электронов и дырок, а следовательно, и суммарный заряд оказываются в несколько раз выше. Такой сравнительно большой заряд нетрудно измерить, используя простое усилительное устройство.

Возбужденные атомы в течение короткого времени ( $10^{-16} - 10^{-14} \text{ с}$ ) переходят в основное (или изомерное) состояние. Выделяющаяся при этом энергия приводит к дополнительной ионизации или испусканию квантов света широкого спектра частот. В некоторых материалах (сцинтилляторах) значительная часть кинетической энергии переходит в энергию возбуждения атомов, а частоты испускаемых квантов света лежат в видимой области. Эти световые кванты могут вызывать в определенных материалах фотоэффект, и образующиеся электроны дадут импульс тока.

При торможении осколков часть их энергии передается атомам вещества в результате упругих столкновений, и передаваемая энергия, как видно из выражения (6.4), меняется в широких пределах. Когда передаются малые порции энергии, атомы отдачи движутся медленно и не производят ни ионизации, ни возбуждения. Так же движутся и осколки деления в конце пробега. Минимальную энергию движущихся атомов, при которой еще происходит ионизация вещества при взаимодействии атома с электроном, можно определить, пользуясь выражением (6.1) и табл. 6.1. Например, для иона  ${}^{136}\text{Xe}$ , движущегося в аргоне, эта энергия составляет 1,3 МэВ. Энергия медленных атомов отдачи и осколков переходит в форму, недоступную для измерения (эта энергия расходуется в конечном счете на повышение температуры образца). Такие потери энергии (они носят название амплитудного или ионизационного дефекта) ведут к увеличению средней энергии, необходимой для образования пары ионов.

Значение амплитудного дефекта в основном определяется скоростью иона и свойствами тормозящей среды. Отношение потерь энергии на упругие соударения (приводящих к амплитудному дефекту) и на ионизацию атомов вещества имеет вид

$$\frac{(\Delta E)_{упр}}{(\Delta E)_{ион}} = \left(\frac{Z_1}{q}\right)^2 Z_2 \frac{m}{M} \ln \left( \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \frac{v^2 a}{Z_1 Z_2 e^2} \right) / \ln(mv^2 / I). \quad (6.6)$$

Из этого выражения следует, что потери энергии на упругие столкновения становятся преобладающими при энергии ионов ( $s A_1 \geq 60$ ) ниже нескольких килоэлектрон-вольт на нуклон. При больших энергиях ионов упругие столкновения определяют разброс энергетических потерь. Конкретные значения амплитудного дефекта для различных сред приведены в разд. III при обсуждении энергетического разрешения детекторов.

### 6.3. Измерение радиоактивного излучения, испускаемого из осколков

Ионизирующее излучение, испускаемое из осколков (нейтроны,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучение), также может быть использовано для их регистрации. При этом возможны измерения как мгновенного, так и задержанного (после  $\beta$ -распада) излучения. Большая проникающая способность этого излучения позволяет работать с толстыми слоями делящихся веществ (толщиной до нескольких граммов на квадратный сантиметр, что в тысячи раз больше типичных значений толщины слоев при регистрации осколков деления). Это может иметь важное значение при исследовании малых эффектов.

Среднее число мгновенных нейтронов или  $\gamma$ -квантов, приходящихся на один осколок в различных реакциях деления, приведено в табл. 4.1, 4.2. Представленные данные, а также рассмотренные выше зависимости от различных характеристик делящихся ядер позволяют из измеренных интенсивностей нейтронов и  $\gamma$ -квантов определять выходы осколков. При этом необходимо четко отделять испускаемое из осколков излучение от аналогичного излучения в конкурирующих с делением реакциях. Однако такое разделение представляет большие трудности, так как энергетические спектры этих излучений в значительной степени перекрываются. Поэтому такой метод регистрации осколков обычно применяется в тех случаях, когда деление является преобладающим способом распада ядер.

Более перспективным представляется измерение задержанного  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения. В этом случае можно выбрать осколок деления с заметно отличающимся от продуктов других реакций периодом полураспада или с характерной  $\gamma$ -линией. Примеры таких осколков с их периодами полураспада, а также энергии  $\gamma$ -линий и их интенсивности на один акт деления в различных реакциях приведены в табл. 6.2.

Чувствительность таких измерений можно существенно повысить, если предварительно провести химическое выделение интересующих нас осколков. Это приведет к значительному снижению фона  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения от других продуктов реакций. В тех случаях, когда деление является преобладающей реакцией, можно измерять полную интенсивность  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения, испускаемого из осколков. При этом обычно используют не импульсные, а интегральные счетчики (напри-

Таблица 6.2. Энергия и интенсивность  $\gamma$ -излучения при  $\beta$ -распаде осколков в различных реакциях деления

$E_\gamma$ , кэВ	$T_{1/2}$	Осколок	Интенсивность на одно деление, %			
			$^{229}\text{Th} + n$ , т.	$^{235}\text{U} + n$ , т.	$^{239}\text{Pu} + n$ , т.	$^{252}\text{Cf}$ , s.f.
117	12 мин	$^{151}\text{Nd}$	0,01	0,25	0,46	1,3
140	66 ч	$^{99}\text{Mo}$	0,14	5,6	5,6	2,8
150	25 мин	$^{131}\text{Te}$	0,41	1,9	2,6	1,2
190	18 мин	$^{141}\text{Ba}$	3,2	2,6	2,3	2,6
228	3,2 сут	$^{132}\text{Te}$	1,2	3,8	4,7	2,0
250	9,1 ч	$^{135}\text{Xe}$	5,5	6,0	6,7	3,7
273	2,5 ч	$^{117}\text{Cd}$	0,02	0,01	0,03	1,4
293	33 ч	$^{143}\text{Ce}$	3,4	2,4	1,8	2,3
315	2,5 ч	$^{117}\text{Cd}$	0,02	0,01	0,03	1,3
358	18 мин	$^{104}\text{Tc}$	0,02	1,6	5,3	5,3
364	8 сут	$^{131}\text{I}$	0,42	2,4	3,2	1,4
403	76 мин	$^{87}\text{Kr}$	3,3	1,3	0,50	0,80
497	38 сут	$^{103}\text{Ru}$	0,2	2,7	6,2	5,0
530	21 ч	$^{133}\text{I}$	2,7	5,8	6,1	2,5
556	9,5 ч	$^{91}\text{Sr}$	3,7	3,5	1,5	0,40
641	93 мин	$^{142}\text{La}$	3,7	2,9	2,4	2,7
668	3,2 сут	$^{132}\text{Te}$	1,2	4,3	5,4	2,3
724	4,4 ч	$^{105}\text{Ru}$	0,01	0,51	2,7	2,7
743	17 ч	$^{97}\text{Zr}$	0,72	5,6	5,1	1,7
743	59 мин	$^{128}\text{Sn}$	0,06	0,33	0,72	0,38
753	59 мин	$^{128}\text{Sn}$	0,06	0,33	0,72	0,38
765	64 сут	$^{95}\text{Zr}$	2,7	6,5	4,9	1,2
772	3,2 сут	$^{132}\text{Te}$	1,1	4,1	5,1	2,2
847	53 мин	$^{134}\text{I}$	5,8	7,4	7,2	3,3
884	53 мин	$^{134}\text{I}$	3,3	5,1	4,9	2,3
1383	2,7 ч	$^{92}\text{Sr}$	5,5	5,4	2,7	0,65
1596	13 сут	$^{140}\text{Ba}$	7,6	6,0	5,2	5,5
1836	2,8 ч	$^{88}\text{Kr}$	1,8	0,84	0,32	0,07
2391	2,8 ч	$^{88}\text{Kr}$	2,7	1,3	0,48	0,10

\* $\gamma$ -Излучение связано с дочерним, более короткоживущим продуктом деления.

мер, токовую ионизационную камеру). Измеряемый на выходе счетчиков электрический ток пропорционален энергии, которую теряет  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучение при прохождении чувствительного слоя счетчика. Зная, какую долю полной энергии, выделяющейся при  $\beta$ -распаде осколков, составляет указанная энергия (см. табл. 1.1), можно по измеряемому току определить число осколков. Этот способ, как и калориметрический, позволяет регистрировать не отдельные осколки, а их интегральный поток.

## ОСНОВЫ МЕТОДОВ СПЕКТРОМЕТРИИ ОСКОЛКОВ

## 7.1. Особенности спектрометрии осколков деления

Обычно под спектрометрией понимают измерение энергетического распределения исследуемого излучения. При делении ядер положение более сложное, так как осколки деления представляют собой набор ядер в широком диапазоне массовых чисел, ядерных зарядов и кинетических энергий. Поэтому спектрометрия осколков деления включает широкий круг исследований, связанных с измерением их массового, зарядового и энергетического распределений. Измерения этих характеристик осколков (массового числа, атомного номера и кинетической энергии) в разных условиях, например в ядрах, различающихся нуклонным составом, энергией возбуждения или полным моментом, позволяют получать важные сведения о процессе деления.

Эти исследования можно разделить на две группы.

1. Независимые измерения, в которых какую-либо из характеристик осколков определяют независимо от других. Примером может служить измерение энергетического распределения осколков всех масс и зарядов или массового распределения осколков всех зарядов и для всего диапазона кинетических энергий. Это наиболее простые эксперименты, их проводили уже на первых этапах исследования деления ядер.

2. Коррелированные измерения, в которых при определении одной из характеристик остальные две (или, по крайней мере, одна) задаются. Примером является измерение энергетического спектра осколков заданных масс и (или) зарядов, а также измерение массового и зарядового распределений в заданном интервале кинетических энергий. Эти исследования, как правило, связаны с многомерным анализом и требуют достаточно сложной методики. Однако именно эксперименты с использованием указанной методики дают наиболее полную и ценную информацию о механизме деления и тех свойствах ядер, которые проявляются при делении. В настоящее время такие эксперименты получают все большее распространение. Поэтому в разд. V основное внимание уделено описанию методик, которые позволяют проводить коррелированные измерения.

Сильное влияние на развитие этих методик оказали исследования с ускоренными тяжелыми ионами, которые интенсивно проводятся в последние годы. Действительно, довольно часто тяжелые ионы и продукты их взаимодействия с ядрами характеризуются массовым, зарядовым или энергетическим распределениями, близкими к тем, что имеют место для осколков деления. Это предполагает и примерно одинаковые требования к методике измерений.

## 7.2. Способы измерения массового, зарядового и энергетического спектров осколков

Для определения спектрометрических характеристик осколков используют ряд особенностей, основанных на взаимодействии осколков с веществом, на движении их в электрическом и магнитном полях, а также на измерении спектров  $\beta$ -частиц, рентгеновского и  $\gamma$ -излучений, испускаемых из осколков. Все эти способы перечислены в табл. 7.1, где также указана связь между измеряемой величиной и спектрометрическими характеристиками осколков (их кинетической энергией  $E$ , массой  $M$  и ядерным зарядом  $Z$ ). Из табл. 7.1 видно, что существует достаточно много способов, для которых характерны различные соотношения между измеряемыми величинами и спектрометрическими характеристиками осколков. В некоторых из этих способов измеряемая величина непосредственно определяет одну из характеристик осколков (например, полная ионизация — кинетическую энергию, а энергия рентгеновского излучения — ядерный заряд). Однако чаще связь

Таблица 7.1. Способы измерения спектрометрических характеристик осколков деления

Измеряемая величина или спектр	Спектрометрическая характеристика осколков	Связь между этими величинами
Полная ионизация $N$	$E$	$N \sim E$
Полная люминесценция $L$	$E$	$L \sim E$
Удельная ионизация $dN/dx$	$E, M, Z$	$dN/dx \sim Z^2 M/E$
Удельная люминесценция $dL/dx$	$E, M, Z$	$dL/dx \sim Z^2 M/E$
Пробег осколка в веществе $R$	$E, M, Z$	$R \sim E^{1/2} M^{1/2} Z^{2/3}$
Радиус кривизны при движении в поперечном магнитном поле $\rho$	$E, M, Z$	$\rho \sim \sqrt{ME/Z}$
Угол отклонения при движении в поперечном электрическом поле $\alpha$	$E, M, Z$	$\operatorname{tg} \alpha \sim Z/ME$
Спектр рентгеновского излучения из осколков	$Z$	Энергия рентгеновского излучения определяет $Z$ ядра
Спектр $\gamma$ -излучения из осколков (мгновенный и после $\beta$ -распада)	$Z, A$	Энергия и интенсивность $\gamma$ -излучения определяют $Z$ и $A$ ядра
Время пролета заданного расстояния $t$	$E, M$	$t \sim \sqrt{E/M}$

между этими величинами более сложная: измеряемая величина зависит от двух или трех спектрометрических характеристик осколков. Примерами могут служить удельная ионизация или удельная люминесценция, которые зависят от энергии, массы и заряда осколка. В этих случаях необходимо использовать более сложные устройства, позволяющие измерять несколько величин. Одновременное определение нескольких величин и последующий анализ полученных результатов позволяют найти все спектрометрические характеристики осколков.

### 7.3. Законы сохранения при делении ядер

При определении спектрометрических характеристик осколков используют законы сохранения, которые имеют место при делении ядер на два осколка:

1) сумма ядерных зарядов осколков равна заряду делящегося ядра:

$$Z_1 + Z_2 = Z; \quad (7.1)$$

2) сумма массовых чисел осколков и числа нейтронов, вылетевших из осколков, равна массовому числу делящегося ядра:

$$A_1 + A_2 + \bar{\nu} = A; \quad (7.2)$$

3) сумма импульсов осколков и нейтронов равна импульсу делящегося ядра:

$$M_1 v_1 + M_2 v_2 + \sum_{i=1}^{\bar{\nu}} m_i v_{ni} = Mv. \quad (7.3)$$

Поскольку нейтроны испускаются из осколков изотропно, их суммарный импульс, усредненный по большому числу актов деления, равен нулю. Тогда для покоящегося делящегося ядра (это имеет место при спонтанном делении, а также при делении тепловыми нейтронами и  $\gamma$ -квантами, когда вносимый импульс пренебрежимо мал по сравнению с импульсами осколков):

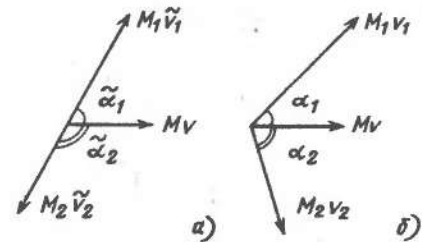
$$M_1 v_1 = M_2 v_2. \quad (7.4)$$

Если делящееся ядро имеет значительный импульс, полученный в результате взаимодействия с достаточно быстрой частицей (рис. 7.1) то равенство (7.4) справедливо в системе центра масс, т.е. в системе, связанной с движущимся ядром. В лабораторной системе соотношения между импульсами осколков и импульсом делящегося ядра имеют вид:

$$\begin{cases} M_1 v_1 \sin \alpha_1 + M_2 v_2 \sin \alpha_2 = 0; \\ M_1 v_1 \cos \alpha_1 + M_2 v_2 \cos \alpha_2 = Mv, \end{cases} \quad (7.5)$$

Рис. 7.1. Диаграмма импульсов осколков деления в движущемся ядре:

$a$  — в системе центра инерции;  $b$  — в лабораторной системе



где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — углы между направлениями движения осколков и делящегося ядра. Обычно один из углов задается условиями эксперимента (расположением детектора осколков). Тогда второй угол находят из соотношения

$$\cos \alpha = \frac{EM - E_1 M_1 - E_2 M_2}{2\sqrt{E_1 E_2 M_1 M_2}}, \quad (7.6)$$

где  $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$  — угол между направлениями осколков (в лабораторной системе);  $E$  и  $M$  — соответственно кинетическая энергия и масса делящегося ядра;  $E_1, E_2$  — кинетические энергии осколков. Связь между величинами  $E_{1,2}, \alpha_{1,2}$  и соответствующими величинами в системе центра инерции  $\tilde{E}_{1,2}$  и  $\tilde{\alpha}_{1,2}$  определяется выражениями:

$$E_1 = \tilde{E}_1 (1 + k_1^2 + 2k_1 \cos \tilde{\alpha}_1); \quad (7.7)$$

$$E_2 = \tilde{E}_2 (1 + k_2^2 + 2k_2 \cos \tilde{\alpha}_2); \quad (7.7a)$$

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{\sin \tilde{\alpha}_1}{k_1 + \cos \tilde{\alpha}_1}; \quad (7.8)$$

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{\sin \tilde{\alpha}_2}{k_2 + \cos \tilde{\alpha}_2}, \quad (7.8a)$$

где

$$k_1 = \left( \frac{M_1}{M_2} Q E_1 \right)^{1/2}; \quad k_2 = \left( \frac{M_2}{M_1} Q E_2 \right)^{1/2}.$$

## ИМПУЛЬСНЫЕ СЧЕТЧИКИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Развитие экспериментальной ядерной физики неразрывно связано с разработкой, созданием и совершенствованием счетчиков (детекторов) для регистрации излучений разных типов, в том числе и осколков деления, сопровождающих процессы ядерных превращений, продуктов распада атомных ядер и ядерных реакций. Этой проблеме посвящено много монографий и обзоров (см., например, [58—67]). Детектирующие средства непрерывно совершенствуются в соответствии с теми требованиями, которые предъявляются к ним при современных методах исследования строения вещества.

В основе работы всех детектирующих устройств лежат определенные типы взаимодействий регистрируемых частиц и излучения с чувствительным веществом детектора (см. разд. II). Регистрация осколков деления ядер (или других видов излучения) сопровождается не только определением интенсивности частиц, но также измерением их энергии, временных характеристик, зарядового распределения и других параметров продуктов ядерных превращений. В связи с этим под терминами счетчик и детектор понимаются устройства, которые осуществляют те или иные перечисленные выше функции.

В настоящем разделе рассмотрены принципы работы и основные характеристики импульсных детекторов осколков деления: газовых ионизационных счетчиков (ионизационных камер, пропорциональных счетчиков, искрового и лавинного счетчиков); твердотельных ионизационных счетчиков (полупроводниковых детекторов, детекторов пробойного типа); сцинтилляционных счетчиков.

Применение этих детекторов основано на измерении электрического заряда (газовые ионизационные счетчики, полупроводниковые детекторы) или светового потока (сцинтилляционные счетчики). Принцип действия некоторых детекторов заключается в резком изменении свойств чувствительного вещества (искровой счетчик, счетчики пробойного типа) при прохождении через него осколков.

Детекторы осколков классифицируют по указанным выше принципам действия и по их назначению. Одни детекторы предназначены лишь для счета числа осколков, измерения их распределения во времени (например, определение периода полураспада тяжелых ядер относительно спонтанного деления). Другие служат для измерения кинетической энергии частиц  $E$  или потерь энергии  $\Delta E$  при прохождении осколками определенных слоев поглощающего вещества в детекторе. Последние детекторы получили название  $\Delta E$ -детекторов, одновременное измерение  $E$  и  $\Delta E$  осколков позволяет судить об их массе и заряде. При этом детекторы осколков должны обладать необходимыми спектрометрическими характеристиками, а также рядом других свойств, рассмотренных ниже.

## ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЧЕТЧИКОВ

## 8.1. Эффективность регистрации

Все счетчики должны обладать одним общим свойством: при прохождении через счетчик частицы на его выходе должен вырабатываться сигнал или в детекторе должен оставаться след (трек) частицы, которые регистрируются затем специальной аппаратурой, т.е. счетчик должен иметь определенную эффективность регистрации частицы. Сигнал или трек в счетчиках образуется в результате поглощения и преобразования энергии регистрируемой частицы. Реально процессы поглощения и преобразования энергии в счетчиках носят, как известно, статистический характер и протекают за конечное время. Естественно, что сигналы на выходе детектора при регистрации идентичных частиц отражают характер этих процессов: сигналы имеют статистическое распределение по амплитуде и вносят тем самым вклад в энергетическое разрешение счетчика; протекание процессов за конечное время сказывается на степени быстродействия детектора, т.е. его временном разрешении.

Эффективность регистрации характеризует также свойство детектора, что не каждая частица, попадающая в чувствительный слой детектора, может быть им зарегистрирована. Эта величина выражает в процентном отношении число зарегистрированных частиц, отнесенное к числу падающих на детектор частиц. Эффективность регистрации в общем виде зависит от сорта частиц, их энергии, геометрии эксперимента, свойств детектора (его площади, чувствительности), от порога дискриминации регистрирующей аппаратуры. У одного и того же детектора с изменением перечисленных выше параметров эффективность регистрации может резко меняться. Вследствие этого часто необходимым условием проведения эксперимента, связанного с регистрацией частиц, является постоянство эффективности регистрации детектора и измерительной аппаратуры или возможность систематического контроля за изменением эффективности в процессе проведения эксперимента. При регистрации осколков деления такой контроль можно проводить, помещая периодически (а если эксперимент позволяет, то постоянно) перед детектором источники спонтанного деления с подходящим для данного эксперимента периодом полураспада.

Хотя осколки деления и дают импульсы достаточной амплитуды при их регистрации, выделение осколков на фоне других заряженных частиц приводит к снижению эффективности. Иногда это происходит из-за необходимости введения амплитудной дискриминации.



## 8.2. Энергетическое разрешение

Энергетическое разрешение детектора обычно определяется полной шириной на половине максимума амплитудного распределения импульсов при регистрации моноэнергетических частиц и выражается в энергетических единицах. Если принять, что амплитуда сигнала  $U$  пропорциональна поглощенной энергии частицы  $E$ , то энергетическое разрешение  $W(E)_{0,5} = W(U)_{0,5}$ . Часто энергетическое разрешение детектора выражают в процентном отношении полной ширины амплитудного пика на половине высоты к среднему значению амплитуды импульса:

$$W(E)_{0,5}/E = W(U)_{0,5}/U.$$

Во всех описываемых ниже детекторах энергию частицы измеряют либо по ионизационному или сцинтилляционному эффектам, либо по длине пробега частиц в чувствительном слое детектора. Принимая, что измеряемые величины распределены по гауссову закону, можно энергетическое разрешение связать с дисперсией  $\sigma^2$ , т.е. с величиной, характеризующей меру отклонения измеряемых значений от их среднего значения. В ионизационных, полупроводниковых и сцинтилляционных детекторах дисперсию определяют по среднему числу  $\bar{n}$  пар носителей заряда или среднему числу фотонов люминесценции, при этом считают, что все акты регистрации частицы происходят независимо друг от друга [68, 69]. В свою очередь, среднее число пар ионов или фотонов определяется средней энергией  $\bar{\epsilon}_n$ , затрачиваемой частицей на образование одной пары ионов (фотонов). Тогда энергетическое разрешение можно выразить соотношением

$$W(E)_{0,5}/E = 2,36/\sqrt{E/\epsilon_n}, \quad (8.1)$$

где  $E/\bar{\epsilon}_n = \bar{n}$ .

Однако предположение, что акты регистрации частицы происходят независимо друг от друга, является довольно грубым, поскольку существенное значение имеет соотношение между энергиями, затрачиваемыми частицей на ионизацию атомов вещества чувствительного слоя детектора и на возбуждение этих атомов. Для корректной оценки энергетического разрешения вводят так называемый коэффициент Фано  $F$ , который равен отношению наблюдаемой дисперсии к рассчитанной в предположении независимости регистрируемых событий. С учетом коэффициента Фано ( $F < 1$ ) энергетическое разрешение определяется как

$$W(E)_{0,5}/E = 2,36\sqrt{F}/\sqrt{E/\epsilon_n}. \quad (8.2)$$

Значение энергетического разрешения детектора, вычисленное по этой формуле, определяет нижний предел  $W(E)_{0,5}/E$ . В реальных ус-

ловиях есть много факторов, ухудшающих энергетическое разрешение используемого в эксперименте детектора: неполное собирание носителей зарядов, неоднородность чувствительного слоя, шумы измерительной аппаратуры и др. Ниже эти факторы при описании различных счетчиков будут (когда это существенно) оговариваться отдельно.

При использовании  $\Delta E$ -детекторов вводят понятие  $\Delta E$ -разрешения, которое характеризует разброс импульсов по амплитуде на выходе детектора для фиксированной удельной потери энергии осколков с заданной энергией при прохождении ими поглотителя, и выражается как  $W(\Delta E)_{0,5}$  в энергетических единицах или  $W(\Delta E)_{0,5}/\Delta E$  в процентах.

## 8.3. Временные характеристики

Любые частицы, в том числе и осколки деления, поступающие в детектор, определенным образом (статистически или импульсами от ускорителя) распределены во времени. Это означает, что даже при слабой интенсивности частиц, попадающих в чувствительный слой детектора, существует определенная вероятность появления достаточно малых промежутков времени между импульсами. Если промежутки времени между двумя сигналами меньше длительности самих сигналов, то происходит искажение информации, получаемой с детектора: возникают наложения сигналов, появляются просчеты числа частиц, трудно определить интервалы времени между регистрируемыми событиями (что очень важно во времяпролетных измерениях); возникают искажения и при измерении энергии частиц, поскольку наложение двух (или более) сигналов приводит к завышению энергии по сравнению с истинной энергией частицы (рис. 8.1). Просчеты числа частиц могут происходить и по той причине, что детекторы обладают так называемым мертвым временем  $\tau_M$ , в течение которого детектор или регистрирующая аппаратура перестают регистрировать частицы (рис. 8.2, а).

В любом детекторе существует задержка между попаданием частицы и появлением импульса на выходе детектора: время запаздывания  $\tau_3$  (рис. 8.2, а). Это статистический процесс, поэтому распределение  $\tau_3$  описывается функцией Гаусса. Полуширина этого распределения  $W(\tau_3)_{0,5}$  определяет временное разрешение детектора (примеры распределений для ряда детекторов представлены ниже). В детекторах временное разрешение определяется функцией времени движения носителей заряда к электродам, а следовательно, и временем нарастания фронта импульса  $\tau_\Phi$  до максимального значения амплитуды импульса на выходе детектора. Мертвое время  $\tau_M$  возникает вследствие снижения напряженности электрического поля в чувствительном слое после прохождения частицы; оно определяется временем нарастания напряжения на электродах счетчика до рабочего значения.

Существуют разные способы измерения временного разрешения счетчиков и их мертвого времени. Часто временное разрешение



Рис. 8.1. Появление искаженного сигнала на выходе детектора (пунктир) при наложении двух сигналов

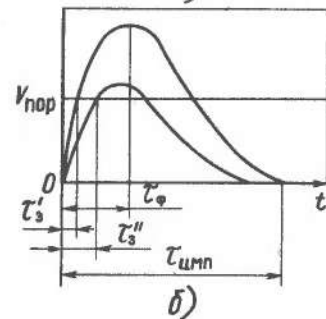


Рис. 8.2. Временные характеристики детектора (а) и импульса (б)

$W(\tau)_{0,5}$  (здесь и далее индекс "з" опущен) измеряют методом задержанных совпадений сигналов с двух идентичных детекторов, включенных в схему совпадений. Для определения  $\tau_M$  нередко используют метод измерения с помощью двух радиоактивных источников при изменении загрузки детектора или измеряют зависимость скорости счета от времени при облучении детектора частицами от радиоактивного источника с известным периодом полураспада. Зная  $\tau_M$ , можно найти среднюю истинную скорость счета  $\bar{n}_0$  по измеренной скорости счета  $\bar{n}$ . Эти величины связаны соотношением

$$\bar{n}_0 = \bar{n} / (1 - \bar{n}\tau_M). \quad (8.3)$$

Таким образом, при регистрации осколков деления, как и других ядерных частиц, тем или иным детектором важно знать временные характеристики этих детекторов, чтобы правильно измерить нужные физические величины, например число и энергию частиц, интервалы времени между ними.

#### 8.4. Другие характеристики детекторов

Регистрация осколков деления, как правило, производится в условиях значительного фона от  $\gamma$ -излучения, нейтронного потока,  $\alpha$ -частиц, легких ионов, поэтому важна избирательная способность детекто-

ра. Для надежного выделения нужных частиц подбирают тип и условия работы детектора. Выделение определенного типа частиц часто производят по форме и амплитуде выходного импульса детектора, который регистрируется измерительной аппаратурой, если амплитуда импульса  $U$  превышает порог чувствительности аппаратуры  $V_{\text{пор}}$ . При этом порог чувствительности влияет на время запаздывания  $\tau_3$ . Из рис. 8.2, б видна связь между  $U$ ,  $V_{\text{пор}}$  и  $\tau_3$  [69]. Если амплитуды импульсов в чувствительном слое разные, то и времена запаздывания этих импульсов на выходе детектора будут отличаться друг от друга ( $\tau_3'$  и  $\tau_3''$ ). Это различие можно уменьшить, если понизить порог чувствительности  $V_{\text{пор}}$  регистрирующей аппаратуры. В современных электронных устройствах иногда применяют так называемый метод переключения нуля, чтобы исключить зависимость  $\tau_3$  от  $U$  [68].

Форма импульса характеризуется передним фронтом  $\tau_{\text{ф}}$  и длительностью импульса  $\tau_{\text{имп}}$ . Передний фронт, как видно из рис. 8.2, б, определяется временем нарастания импульса до своего максимального значения. Длительность импульса определяется промежутком времени между началом и концом импульса, отсчитываемым на уровне 0,1 максимального значения амплитуды импульса. Амплитуда импульса, естественно, должна быть больше собственных шумов детектора, которые всегда существуют и в отсутствие ионизирующего излучения.

При измерении энергетического распределения осколков деления (как, впрочем, и других частиц) важным свойством детектора является его способность сохранять свои параметры в диапазоне измеряемых энергий. Определение энергии осколков деления по производимой ими ионизации атомов рабочего вещества детектора имеет характерные особенности, проявляющиеся в амплитудном дефекте, при котором часть поглощенной энергии осколка расходуется на ядерные столкновения, возбуждение атомов и молекул, т.е. происходят неионизационные потери. Правда, существуют методы восстановления истинного значения измеряемой энергии, но важно, чтобы все параметры детектора во время измерения энергии оставались неизменными.

Выше рассмотрены основные свойства детекторов осколков, но при специфических условиях эксперимента могут оказаться существенными и другие характеристики, которые здесь не перечислены (например, допустимые диапазоны влажности, температуры и др.).

### Глава 9

#### ГАЗОВЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

##### 9.1. Типы счетчиков

Газовый ионизационный счетчик представляет собой конденсатор той или иной формы (плоский, цилиндрический, сферический), заполненный газом; к электродам конденсатора приложена разность потен-

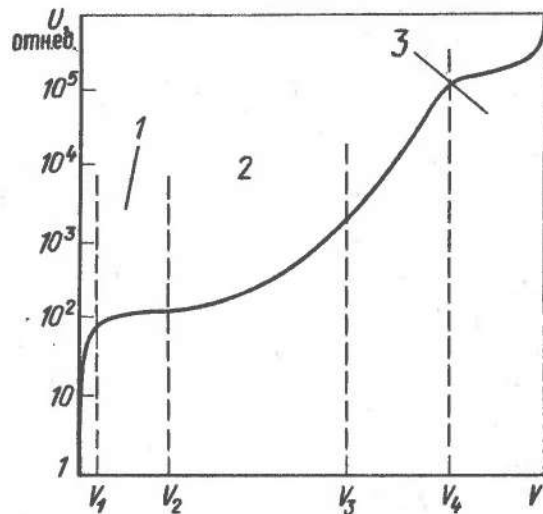


Рис. 9.1. Счетная характеристика ионизационных счетчиков

циалов. При прохождении заряженной частицы через счетчик в газе вследствие ионизации атомов (молекул) газа возникают электроны и положительные ионы (ионные пары), т.е. те носители зарядов, которые под действием электрического поля движутся к электродам, создают электрический ток, и в результате этого во внешней цепи счетчика возникает импульс напряжения (или тока), регистрируемый электронной аппаратурой. Амплитуда импульса  $U$  на выходе счетчика при заданных типе и энергии (или, иными словами, заданном ионизационном эффекте) частицы характерным образом зависит от приложенного к электродам счетчика напряжения (рис. 9.1).

Свойства газонаполненных счетчиков зависят также от состава и давления газа, формы и числа электродов, типа ионизации (полной или удельной) и ряда других факторов. Из рис. 9.1 видно, что при определенных значениях  $V_1 < V < V_2$  существует область, где протекающий ток в счетчике не зависит от напряженности поля. Этот ток определяется первичной ионизацией, создаваемой пролетающей частицей. Такие счетчики называются ионизационными камерами. В области  $V_1 < V < V_2$  практически все создаваемые регистрируемой частицей ионные пары достигают электродов счетчика, и в цепи его протекает ток насыщения  $I_H$ . Электронам и ионам не хватает кинетической энергии, получаемой от электрического поля, для дальнейшей ионизации газа при столкновении с его атомами (молекулами) на пути к собирающим электродам.

При повышении напряжения на электродах счетчика электроны первичной ионизации ускоряются электрическим полем до такой кинетической энергии, которая уже может породить вторичную ионизацию. Происходит лавинообразное увеличение заряда за счет вторичной ионизации. Это явление носит название газового усиления. Количественно увеличение заряда в газовом объеме счетчика характеризуется коэффициентом газового усиления  $K$ , который равен отношению ионизационного тока  $I$  при газовом усилении к току насыщения  $I_H$ :

$$K = I/I_H. \quad (9.1)$$

Счетчики, в которых ионизационный ток  $I$  пропорционален току первичной ионизации, а коэффициент  $K$  зависит только от напряжения  $V$ , называются пропорциональными счетчиками. На рис. 9.1 показано, что они могут работать в области напряжений  $V_2 < V < V_3$ , где коэффициент газового усиления  $K \approx 10^2 \div 10^5$ .

При еще большем напряжении на электродах газового счетчика достигается так называемая область ограниченной пропорциональности  $V_3 < V < V_4$ . В этой области начинает сказываться экранирующее влияние созданного положительными ионами пространственного заряда, которым определяется газовое усиление. Коэффициент газового усиления зависит уже от напряжения и первичной ионизации. Область ограниченной пропорциональности, как правило, не используется в газовых ионизационных счетчиках, поскольку работа счетчика в области  $V_3 < V < V_4$  зависит от многих факторов, трудно поддающихся контролю во время эксперимента.

При  $V < V_4$  (см. рис. 9.1) коэффициент газового усиления  $K$  увеличивается настолько сильно, что ионизационный ток становится независимым от тока первичной ионизации (тока насыщения  $I_H$ ). В счетчике возникает газовый разряд, если появляется хотя бы одна ионная пара. Напряженность электрического поля в этой области настолько велика, что ионная пара может породить лавинообразный процесс через вторичную ионизацию газа. Достаточно попасть в чувствительный объем одной заряженной частице, как в счетчике возникает газовый разряд. Детекторы, работающие в такой области, называют газоразрядными счетчиками. Разряд в них несамостоятелен, он возникает только в результате внешнего воздействия при прохождении частицы через чувствительный слой детектора. В зависимости от напряженности электрического поля, характера разряда, подбора состава и давления газа газоразрядные счетчики подразделяются на гейгеровские, коронные, искровые и лавинные. Для регистрации осколков деления можно использовать практически все виды газовых ионизационных детекторов, которые применяются для регистрации заряженных частиц. Выбор детектора и режима его работы определяется поставленной задачей и конкретными условиями эксперимента.

В следующих параграфах более подробно описаны несколько видов газовых ионизационных счетчиков, работающих в импульсном режиме и наиболее часто используемых в современных физических экспериментах при регистрации и спектрометрии осколков деления.

## 9.2. Импульсная ионизационная камера

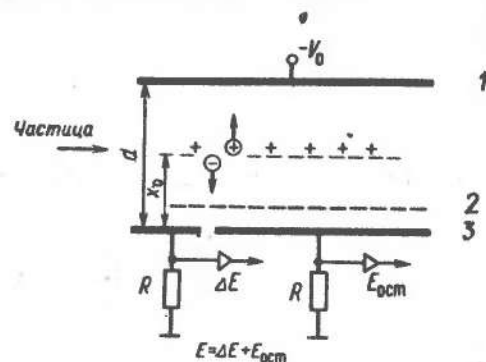
Импульсные ионизационные камеры (ИИК) нашли широкое применение в экспериментальной ядерной физике. Первые опыты по исследованию вынужденного деления ядер проводились с их помощью. В качестве другого примера можно привести открытие спонтанного деления ядер урана советскими физиками Г.Н. Флеровым и К.А. Петряком в 1940 г. [2]. Детектором осколков деления в их работах служила импульсная плоская многослойная камера.

С интенсивным развитием физики тяжелых ионов в последние три десятилетия, с использованием в экспериментах ускоренных частиц в широком диапазоне масс вплоть до урана экспериментаторы наряду с разработкой новых детекторов вновь проявили большой интерес к ионизационным камерам. Это объясняется следующими причинами: пробег тяжелых ионов (в том числе и осколков деления) в веществе невелик, значит, можно снизить давление газа в счетчиках и использовать более тонкие входные окна для частиц, размеры таких детекторов могут быть сравнительно большими, имеется свобода в выборе геометрии счетчиков, что является дополнительным удобством для эксперимента; ионизационные камеры существенно меньше подвержены радиационным повреждениям, чем, например, полупроводниковые детекторы, они более просты в обращении и изготовлении.

**Принцип работы.** В большинстве случаев в экспериментах используют плоские ИИК. Однородное электрическое поле в камере создается плоскими электродами (пластинами), на которых собирается полный заряд, порождаемый проходящей через чувствительный объем счетчика частицей. Напряженность электрического поля  $\mathcal{E}$  и давление газа в камере  $p$  подбирают таким образом, чтобы, с одной стороны, собрать на электродах все заряды до их рекомбинации, а с другой — не вызвать в газе процесса газового усиления, т.е. чтобы работа камеры определялась током насыщения  $I_n$ . Ионные пары движутся под влиянием электрического поля, порождают электрический ток, который создает на нагрузочном сопротивлении  $R$  импульс напряжения  $U$ . Поскольку энергия  $\bar{\epsilon}_n$ , необходимая для создания таких пар, почти не зависит от типа частиц и практически постоянна в течение времени торможения частицы в газе, амплитуда импульса пропорциональна поглощенной в чувствительном слое камеры энергии.

Процесс образования импульса можно описать следующим образом [69]. На рис. 9.2 схематично изображена ИИК с плоскими электродами. Пусть проходящая частица на своем пути через чувствительный

Рис. 9.2. Принцип работы ИИК:  
1 — катод; 2 — сетка Фриша;  
3 — анод



слой камеры создает в результате ионизации  $\bar{n}$  пар ионов на расстоянии  $x_0$  от анода. Катод находится под отрицательным потенциалом  $V_0$ . Если обозначить  $(1/2)CV_0^2$  первоначально запасенную энергию камеры до прохождения частицы (где  $C$  — емкость катода относительно земли), то при перемещении заряда  $\bar{n}e$  на расстояние от  $x_0$  до  $x$  ( $\Delta x = x - x_0$ ) произойдет изменение потенциальной энергии на величину

$$\frac{1}{2} CV^2 = \frac{1}{2} CV_0^2 - \int_{x_0}^x \bar{n}e \mathcal{E}_0 dx. \quad (9.2)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона;  $\mathcal{E}_0 = V_0/d$  — напряженность поля;  $V$  — потенциал катода относительно земли после перемещения заряда  $\bar{n}e$ . Записав (9.2) в виде

$$\frac{1}{2} C(V_0^2 - V^2) = \int_{x_0}^x \bar{n}e \left( \frac{V_0}{d} \right) dx$$

и приняв во внимание, что  $\Delta V = V_0 - V \ll V_0$ , можно получить выражение

$$\Delta V = (\bar{n}e/Cd) \Delta x = U. \quad (9.3)$$

Формула (9.3) определяет зависимость амплитуды импульса  $U$  от смещения носителей заряда. Чтобы получить временную зависимость  $U(t)$ , вводят дрейфовую скорость  $v$  зарядов, которая характеризует среднюю скорость носителей заряда в направлении электродов при заданных напряженности электрического поля  $\mathcal{E}$  и давлении газа  $p$  в камере. Быстрые ИИК основаны на собирании электронов, дрейфовая скорость которых примерно на три порядка выше, чем скорость положительных ионов. В таких камерах постоянную времени внешней цепи  $RC$  подбирают так, чтобы исключить медленную компоненту в импульсе детектора.

Из (9.3) можно получить временную зависимость  $U(t)$ :

$$U(t) = (\bar{n}e/Cd) v \cdot t, \quad (9.4)$$

где индекс "минус" относится к электронам. Величина  $U(t)$  линейно возрастает до своего максимального значения (амплитуды):

$$U = \bar{n}e / C dx_0, \quad (9.5)$$

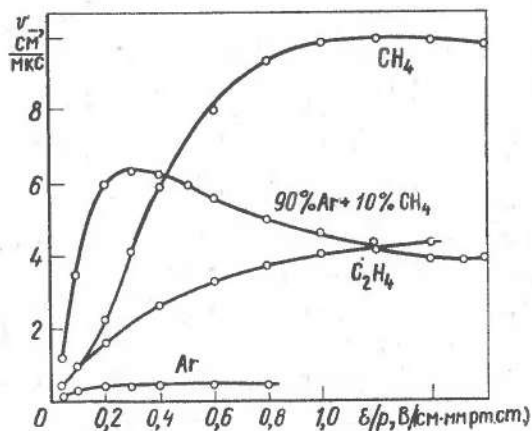
где  $\bar{n}e$  — заряд первичной ионизации.

**Дрейфовая скорость.** Скорость электронов в ИИК, которая определяет быструю компоненту нарастания импульса на собирающем электроде, близка к  $5 \cdot 10^6$  см/с. Она является функцией напряженности электрического поля  $\mathcal{E}$  и давления газа  $p$  в камере, т.е.  $v_- = f(\mathcal{E}/p)$ . На рис. 9.3 представлена такая зависимость для некоторых газов [70].

Согласно классической кинетической теории газов [60], скорость дрейфа электронов

$$v_- = e \lambda \mathcal{E} / m_e u p, \quad (9.6)$$

где  $\lambda$  — длина свободного пробега электронов между соударениями;  $u$  и  $m_e$  — средняя квадратическая скорость хаотического движения и масса электронов. Из рис. 9.3 видно, что в метане ( $\text{CH}_4$ ) скорость дрейфа электронов намного выше, чем в чистом аргоне (и других инертных газах). Это имеет большое практическое значение для ИИК с электронным сбором. Различие наблюдаемых скоростей дрейфа объясняется просто. Известно, что электроны в электрическом поле камеры могут приобрести между соударениями относительно большую кинетическую энергию (порядка 10 эВ), верхняя граница которой зависит от возбуждаемых нижних уровней атомов газов при их неупругих столкновениях с электронами. В чистом аргоне энергия первого возбужденного уровня довольно высока (11,5 эВ), и поэтому в аргоне значение  $u$  увеличивается и, следовательно, скорость дрейфа с ростом отношения  $\mathcal{E}/p$  остается низкой.



В чистых многоатомных газах (каким является метан), в которых энергия колебательных и вращательных состояний, возбуждаемых при неупругих столкновениях, ниже (или порядка) 1 эВ, электрон

Рис. 9.3. Дрейфовая скорость электронов для некоторых газов

не может набрать большую скорость между столкновениями и его дрейфовая скорость с ростом  $\mathcal{E}/p$  увеличивается согласно (9.6).

В ИИК часто используют смесь инертных газов с многоатомными газами (например, 90% Ar + 10%  $\text{CH}_4$ ). Зависимость дрейфовой скорости  $v_- (\mathcal{E}/p)$  имеет обычно максимум (см. рис. 9.3). Качественно это объясняется на основе механизма потерь энергии электронами в многоатомных газах. Максимум кривой соответствует равновесному состоянию, при котором энергия частицы, приобретенная за счет электрического поля, равна энергии, расходуемой при неупругих столкновениях с атомами газа.

**Сетка Фриша.** Для камеры с электронным сбором, как видно из уравнения (9.5), амплитуда выходного импульса зависит не только от заряда первичной ионизации  $\bar{n}e$ , но и от места прохождения осколка относительно анода  $x_0$ . Чтобы исключить пространственную зависимость амплитуды импульса регистрируемой частицы, в чувствительный слой ионизационной камеры вводят дополнительную сетку (сетку Фриша) [71]. Она размещается вблизи анода, имеет тот же знак потенциала и экранирует анод от остального объема камеры (см. рис. 9.2). Прозрачность сетки составляет 80–90%. Электроны, двигаясь между катодом и сеткой камеры, не вызывают возникновения во внешней цепи электрического тока из-за экранирующего действия сетки на собирающий электрод. Импульс от регистрируемой частицы появляется только с момента начала движения электронов от сетки к аноду. Но электроны при этом проходят одинаковый путь, амплитуда импульса пропорциональна только  $\bar{n}e$  и становится равной  $U = \bar{n}e / C$  ( $C$  — емкость собирающего электрода относительно земли). Имеются детальные расчеты эффективности влияния такой экранирующей сетки при работе ИИК [71].

### 9.3. Камеры с внутренним и внешним источниками

ИИК для осколков деления можно условно разбить на два типа: камеры с внутренним и камеры с внешним источниками осколков (рис. 9.4).

Камеры первого типа (рис. 9.4, а) обычно используют для измерений энергетического, массового и углового распределений осколков, а также для определения сечения процесса деления при облучении мишеней нейтронами и  $\gamma$ -квантами, для изучения характеристик спонтанного деления ядер. Мишень в такой камере укрепляют, как правило, на катоде. Перед собирающим электродом помещают сетку Фриша. Мишени могут иметь большие размеры (площадь несколько сот квадратных сантиметров). Толщину мишеней выбирают с учетом требований эксперимента. Из рис. 9.5 видно, как деформируются спектры по мере изменения толщины мишени [72]. Это важно учитывать при обработке результатов измерений. Как уже отмечалось, эф-

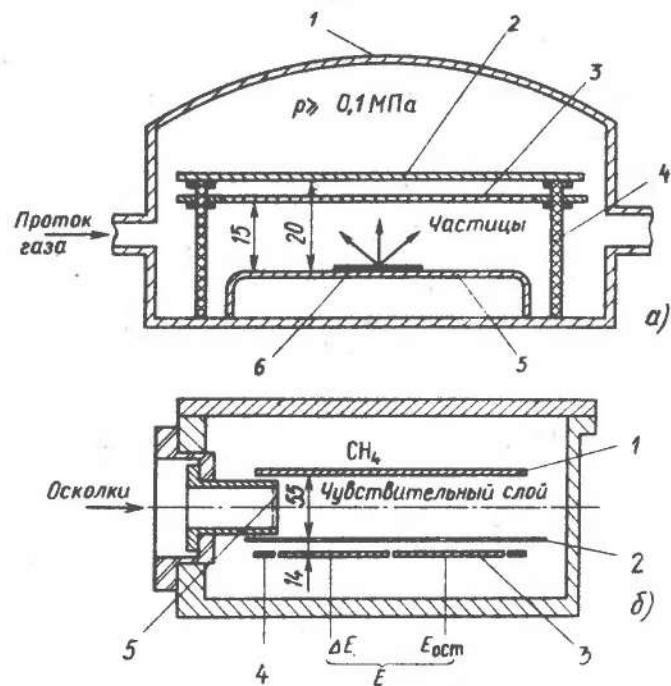


Рис. 9.4. ИИК с внутренним (а) и внешним (б) источниками осколков:

а: 1 – корпус; 2 – собирающий электрод; 3 – сетка Фриша; 4 – изолятор; 5 – катод; 6 – мишень;  
 б: 1 – катод 250 × 180 мм; 2 – сетка Фриша, шаг 0,75 мм, диаметр 0,1 мм; 3 – анод, 210 × 140 мм; 4 – охранный кольцо; 5 – входное окно из пропилена толщиной 60 мг/см<sup>2</sup>, диаметр 40 мм

фективность регистрации осколков зависит от порога амплитудной дискриминации. Эта зависимость меняется для различных форм спектров осколков, которые определяются толщиной мишени (рис. 9.6).

Поскольку треки осколков, вылетающих из мишени внутри камеры, направлены к собирающему электроду, давление рабочего газа (или смеси газов) выбирают таким, чтобы пробеги осколков укладывались в промежутке между электродами при атмосферном давлении ( $p \geq 10^5$  Па).

В экспериментах часто используют так называемые двойные импульсные ионизационные камеры, которые с достаточной точностью дают информацию об энергии и угле вылета осколков. Это две одинаковые ИИК с сетками Фриша с одним общим катодом, на котором размещена мишень из делящегося вещества. Импульсы с двух соби-

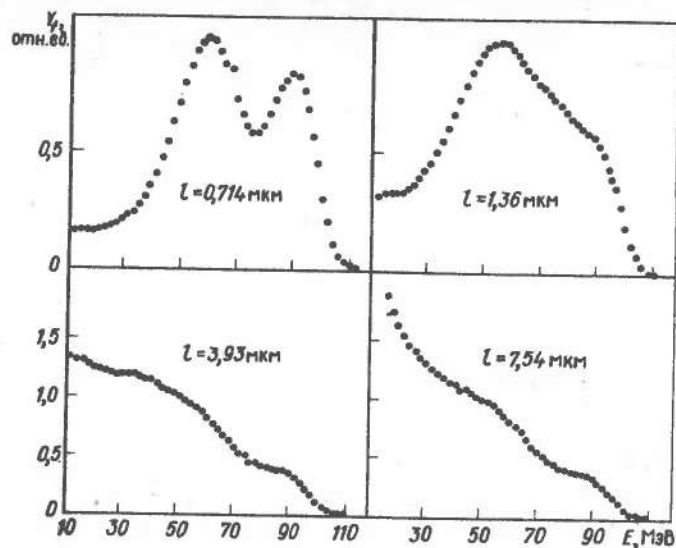


Рис. 9.5. Энергетические спектры осколков из мишеней различной толщины  $l$

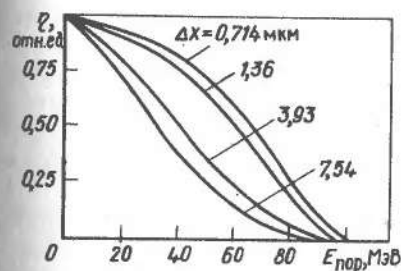


Рис. 9.6. Зависимость эффективности регистрации осколков  $\eta$  от пороговой энергии дискриминации  $E_{\text{пор}}$

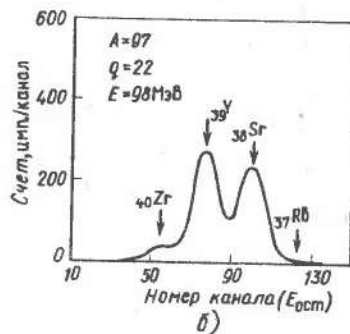
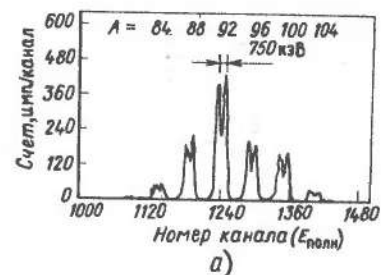


Рис. 9.7. Энергетические спектры осколков в зависимости от полной (а) и остаточной (б) энергии осколков

рающих электродов  $U_1 = \bar{n}_1 e / C_1$  и  $U_2 = \bar{n}_2 e / C_2$  дают сведения о полной кинетической энергии парных осколков.

Другой тип ИИК, с внешним источником осколков, нашел широкое применение в экспериментах, связанных со спектрометрией осколков, когда требуется высокое энергетическое разрешение. Такие камеры сочетают возможность одновременного измерения кинетической энергии осколков  $E$  и их потерь энергии  $\Delta E$ . В этих камерах треки осколков направлены параллельно электродам. Входное окно делают тонким и однородным по толщине. Кинетическую энергию осколков определяют при полной их остановке в рабочем объеме камеры, значение  $\Delta E$  — при прохождении фиксированного слоя рабочего вещества. Для этого анод (собирающий электрод) делят на несколько частей (см. рис. 9.2).

Камера подобного типа с высоким энергетическим разрешением схематически изображена на рис. 9.4, б [73]. Она имеет объем чувствительной области  $1600 \text{ см}^3$ , наполнена чистым (99,95%) метаном при давлении  $1,6 \cdot 10^4 \text{ Па}$  (120 мм рт. ст.), при постоянном протоке газа. Катод заземлен. Сетка Фриша находится под потенциалом +600 В, анод — под потенциалом +1200 В. Это соответствует значению  $\mathcal{E}/p = 7,5 \times 10^{-3} \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Па}) = 1 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{мм рт.ст.})$  в рабочем объеме, которое гарантирует максимальную дрейфовую скорость электронов вблизи электрода. Заряды движутся к собирающему электроду перпендикулярно направлению падающего пучка. Анод разделен на две секции для измерения  $\Delta E$  и остаточной энергии  $E_{\text{ост}}$ . Анодные секции могут быть электрически соединены для измерения кинетической энергии. Толщина входного окна соответствует потерям энергии в диапазоне 4–7,5 МэВ в зависимости от энергии проходящих частиц. Камеру применяли для регистрации осколков при делении  $^{235}\text{U}$  нейтронами. Осколки были разделены по массе и кинетической энергии с помощью спектрометра ядер отдачи LOHENGRIN (см. разд. V), работающего при высоком потоке нейтронов из реактора в Гренобле (Франция).

Энергетическое разрешение  $W(E)_{0,5} = 570 \pm 14 \text{ кэВ}$  (0,64%) было достигнуто для энергии 89 МэВ и массового числа 92. Пример хорошего разрешения приведен на рис. 9.7, а. Серия дублетов в спектре была получена двумя последовательными регулировками электрического и магнитного отклоняющих полей LOHENGRIN для отношения  $A/q = 4$ . ИИК испытывали в диапазоне  $A = 80 \div 156$  и  $E = 0,3 \div 1,1 \text{ МэВ/нуклон}$ . Для  $A = 150$  и низкой энергии  $E = 47,35 \text{ МэВ}$  можно было получить разрешение 435 кэВ (0,92%),

#### 9.4. Метод $\Delta E$ -, $E$ -измерений

ИИК успешно применяются при измерении кинетической энергии  $E$  и потерь энергии  $\Delta E$  для идентификации регистрируемых частиц. Если опустить логарифмический член в нерелятивистской формуле Бете-

Блоха для удельных потерь энергии тяжелыми частицами, то получится выражение

$$EdE/dx \approx kAZ^2,$$

где  $A$ ,  $Z$  — массовое число и заряд частицы;  $k$  — коэффициент пропорциональности. Совместное определение  $E$  и  $\Delta E$  дает сведения о заряде частицы [74]. На практике для идентификации частиц используют различные полуэмпирические выражения (так называемые алгоритмы, или параметры, идентификации  $PI$ ), включающие значения  $\Delta E$  и  $E$ , а также ряд других параметров [58]. Одной из таких формул, для примера, в области  $Z \approx 10$  может служить выражение  $PI = \Delta x/a = (E + \Delta E)^b - E^b$ , основанное на соотношении пробег—энергия  $R = aE^b$ , где  $a$  и  $b$  зависят от типа частицы;  $\Delta x$  — толщина чувствительного слоя (поглотителя)  $\Delta E$ -детектора.

Определение заряда частиц,  $\Delta E$ -,  $E$ -методом ограничивается в основном флуктуациями  $\Delta E$ -сигнала на выходе детектора. Такие флуктуации возникают в результате столкновений частицы с атомами газа и вследствие перезарядки частицы во время ее торможения в чувствительном слое. Флуктуации среднего ионного заряда в процессе торможения частиц наблюдались в опытах с тяжелыми ионами (аналогами осколков).

В ионизационных камерах для  $\Delta E$ -,  $E$ -измерений собирающий электрод разделен на две (три) изолированные части (см. рис. 9.4, б). С первой части анода (по ходу частицы) снимают  $\Delta E$ -сигнал, а с последней измеряют остаточную энергию  $E_{\text{ост}}$ . Сумма  $\Delta E + E_{\text{ост}} = E$  дает информацию о кинетической энергии частицы. Меняя длину пластины анода, можно изменять соотношение  $\Delta E$  и  $E_{\text{ост}}$  в зависимости от условий эксперимента.

При создании ИИК больших размеров возникают трудности в выборе конструкции входного окна и материала фольги, отделяющей вакуумный объем физической установки от объема камеры, давление в которой обычно составляет несколько единиц на  $10^4 \text{ Па}$  (сотни миллиметров ртутного столба). В окнах большого размера для увеличения прочности фольги монтируют поддерживающую сетку из тонких проволочек. Важно, чтобы такая сетка не искажала однородности электрического поля внутри камеры. Входную фольгу делают как можно тоньше и однороднее по толщине (графит, хостафан и др.). Толщина фольги в сильной степени влияет на энергетическое разрешение камеры, особенно для осколков деления (или тяжелых ионов).

В [75] описана малая ИИК с хорошим разрешением по заряду. Эта камера была установлена в конце времяпрелетного телескопа, и частицы в нее попадали под малым телесным углом. Входное окно размером  $40 \times 5 \text{ мм}$  было закрыто графитовой фольгой (pyulene C) толщиной  $0,3 \text{ мкм}$  с сеткой, имеющей прозрачность 50%. Давление в камере менялось в диапазоне  $(8-26) \cdot 10^3 \text{ Па}$  (60–200 мм рт.ст.), длина чувст-

вительного слоя 500 мм. Анод шириной 60 мм был разделен на три части с длинами 100, 100 и 300 мм. С первых двух пластин снимали сигналы  $\Delta E_1$  и  $\Delta E_2$ , с третьей — сигнал  $E_{\text{ост}}$ . Кинетическая энергия  $E = \Delta E_1 + \Delta E_2 + E_{\text{ост}}$  давала информацию о заряде частицы. Камера имела сетку Фриша, эффективность экранировки которой составляла 96,3%; сетка находилась под потенциалом земли. Камеру наполняли метаном, обеспечивающим высокую дрейфовую скорость электронов.

Энергетическое разрешение, полученное на этой камере при измерении кинетической энергии тяжелых ионов  $^{86}\text{Kr}$  (507 МэВ) и  $^{132}\text{Xe}$  (185 МэВ), составило около 0,9%, что превосходит разрешение, достижимое с помощью полупроводниковых детекторов. Разрешение по  $\Delta E$  в ионизационных камерах зависит, как известно, от отношения потерь энергии к полной энергии частицы. Для данного случая при  $\Delta E/E = 0,3$  было получено разрешение по  $\Delta E$  около 4%. Разрешение по заряду составило для ионов  $^{132}\text{Xe}$   $Z/\Delta Z = 60$ .

В [76] измерение  $\Delta E$  с помощью ИИК было основано на другом принципе. Начальная энергия  $E_0$  осколков задавалась спектрометром LOHENGRIN с такой точностью, что разрешение по массовым числам было не хуже единицы. Входное окно в ИИК было смонтировано из однородного поглотителя  $\text{ragylene C}$  толщиной 0,9 мг/см<sup>2</sup>. При прохождении такого поглотителя осколки энергией  $E_0$  теряли определенную часть энергии  $\Delta E$ . Ионизационной камерой с высоким энергетическим разрешением измеряли только остаточную энергию  $E_{\text{ост}} = E_0 - \Delta E$ . Амплитудный спектр, соответствующий остаточной энергии, показан на рис. 9.7, б. Было получено наилучшее разрешение по ядерному заряду  $Z/\Delta Z = 58$  для осколков с  $Z = 39$ .

Были испытаны также другие поглотители из алюминия, меди и золота. Оказалось, что разрешение по заряду уменьшается с увеличением ядерного заряда поглощающего материала. Для поглотителя из золота получено только  $Z/\Delta Z = 30$ . Использовались также газообразные поглотители. Для них разрешение по зарядам лимитировалось значением  $Z/\Delta Z = 39$ , причем разрешение почти не зависело от типа газа или газовой смеси из метана, неона, аргона, криптона [73, 76].

Выбор ИИК для измерений кинетической энергии или удельных потерь энергии тяжелых ионов или осколков объясняется следующими причинами:

1. Вследствие большой ионизационной способности тяжелых ионов и осколков в ИИК полезный сигнал, получаемый с камеры, значительно превышает шумы электронной аппаратуры.

2. Высокая однородность чувствительного слоя в ИИК обеспечивает хорошую точность измерений  $\Delta E$ .

3. Толщину чувствительного слоя ИИК можно легко менять в зависимости от сорта частиц и условий эксперимента изменением давления газа, наполняющего камеру.

4. ИИК надежна при проведении абсолютных измерений, в ней нет необходимости учитывать фактор газового усиления.

5. При использовании ИИК отсутствуют радиационные повреждения, присущие полупроводниковым детекторам.

## 9.5. Позиционно-чувствительные ИИК

Группой физиков в Гейдельберге (ФРГ) в 1975 г. была испытана большая ИИК размером 400×120 мм на пучках тяжелых ионов [77]. Кроме измерения  $E$  и  $\Delta E$  камера позволяет определять время прихода частицы и две пространственные координаты: угол  $\theta$  (координата  $x$ ) и угол  $\varphi$  (координата  $y$ ) входа ее в камеру.

Камера состоит из двух идентичных камер с общим катодом (рис. 9.8, а). Мишень, из которой вылетают частицы в результате ядерной реакции, располагается на расстоянии 1 м от входного окна, закрытого фольгой из хостафана (330 мкг/см<sup>2</sup>). Телесный угол, под которым регистрируются частицы, равен приблизительно 50 мср. Давление в камере можно доводить до атмосферного. Камеру наполняют метаном. Для примера можно указать, что при давлении газа  $p = 4 \cdot 10^4$  Па (300 мм рт.ст.) в чувствительном слое полностью тормозятся ионы  $^{132}\text{Xe}$  с энергией 5,3 МэВ/нуклон.

Электроны и положительные ионы разделяются электрическим полем между катодом и сеткой Фриша. На катоде регистрируется быстрый сигнал, который указывает время  $\tau_0$  прихода частицы. Временное разрешение составляет около 1 нс.

Пространственные координаты определяют следующим образом. Когда электроны попадают в пространство между анодом и сеткой Фриша, на аноде начинает появляться сигнал. Его появление задержено относительно момента прихода частицы на время дрейфа  $\tau_\varphi$  электронов от трека частицы до сетки Фриша (рис. 9.8, б). Эту разницу времен и используют (при известных скорости дрейфа электронов и расстоянии трек — сетка) для получения значения угла  $\varphi$  (или координаты  $y$ ). При движении к аноду пучок первичных электронов в процессе диффузии слегка размывается, и это уширение пучка регистрируется добавочным  $\theta$ -электродом, который состоит из проволочек, натянутых параллельно треку падающей частицы. Индуцированные сигналы с этих проволочек (электроны не собираются на них) дают с помощью линий задержки информацию об угле  $\theta$  (или координате  $x$ ). Все электроны первичной ионизации собираются на одном из анодов (в зависимости от направления движения начальной частицы). Анод разделен на две неравные части, с которых снимаются сигналы  $\Delta E$  и  $E_{\text{ост}}$ .

Для ИИК существует оптимальное для достижения наилучшего разрешения по  $Z$  значение  $\Delta E/E_{\text{ост}}$ . Для данной камеры выбрано  $\Delta E/E_{\text{ост}} = 14\%$ , при этом хорошо разделяются ядра с зарядом до  $Z = 35$ . На



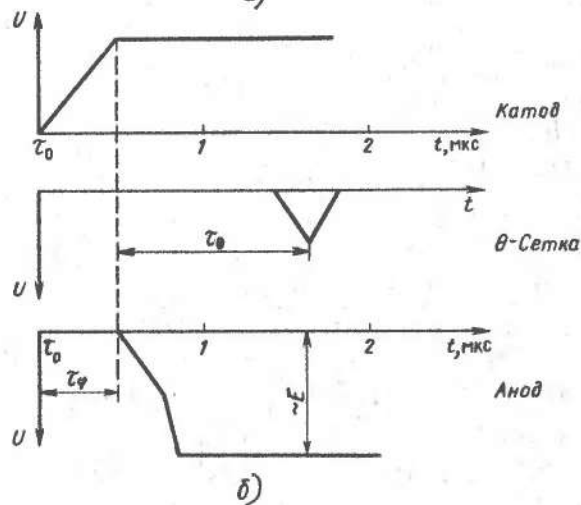
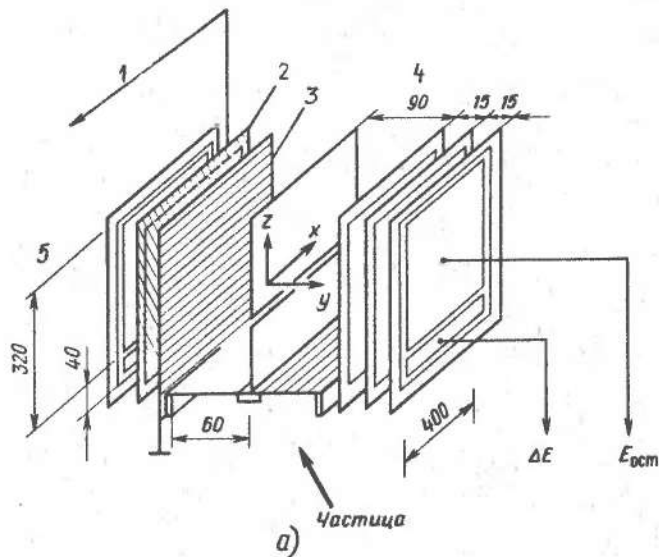


Рис. 9.8. Схема позиционно-чувствительной ИИК (а) и форма импульсов на ее электродах (б):

1 — линия задержки; 2 —  $\theta$ -сетка (900 В); 3 — сетка Фриша; 4 — катод (-2700 В); 5 — анод (+2100 В)

рис. 9.9 показан двумерный спектр  $\Delta E - E$ . В табл. 9.1 приведены значения разрешения позиционно-чувствительной ИИК. В [77] отмечается, что указанные в табл. 9.1 значения разрешения не ухудшаются заметно при скорости счета до  $10^4$  имп./с.

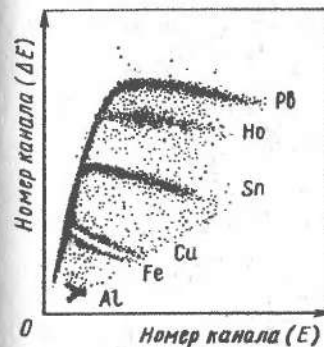


Рис. 9.9. Двумерный спектр  $\Delta E - E$

В практике физических экспериментов с пучками тяжелых ионов применяют и другие виды позиционно-чувствительных камер. Например, известен рочестерский детектор тяжелых ионов [78], в котором сочетаются принципы работы ИИК с сеткой Фриша и пропорционального счетчика с газовым усилением. С этим детектором получены следующие результаты: пространственное разрешение 1,2 мм; угловое разрешение около  $0,3^\circ$ ;  $W(E)_{0,5}/E = 1 \div 1,4\%$ ;  $W(\Delta E)_{0,5}/\Delta E \approx 3\%$ . Хорошо разделяются частицы с зарядами до  $Z = 10$ .

Таблица 9.1. Разрешение позиционно-чувствительной камеры по различным параметрам

Параметр	Разрешение
Полная энергия $E$	$W(E)_{0,5} = 1,3$ МэВ (1%) для $E = 130$ МэВ
Удельные потери энергии $\Delta E$	$W(\Delta E)_{0,5} = 0,6$ МэВ (4,5%) для $\Delta E = 13,5$ МэВ
Разрешающее время $\tau$	$W(\tau)_{0,5} = 1$ нс
Угол $\theta$ , координата $x$	$\Delta\theta = 0,1$ ; $\Delta x \approx 2$ мм
Угол $\varphi$ , координата $y$	$\Delta\varphi = 0,06$ ; $\Delta y \approx 1$ мм

### 9.6. Однопроволочный пропорциональный счетчик

Для регистрации осколков и других тяжелых частиц нередко используют однопроволочные пропорциональные счетчики (ОППС), принцип действия которых основан на эффекте газового усиления, когда электроны, двигаясь в сильном электрическом поле, преобретают достаточную кинетическую энергию, чтобы вызвать вторичную электронную эмиссию в газе. Ионизационный ток  $I$  больше, чем ток насыщения  $I_H$  в ионизационных камерах, в  $10^2 - 10^4$  раз.

**Устройство и параметры счетчика.** Обычно ОППС имеют форму цилиндра, по оси которого натянута тонкая проволока (рис. 9.10). Диаметр проволоки  $d = 10 \div 100$  мкм. Частицы входят в счетчик по направлению оси счетчика (вдоль нити) или перпендикулярно к ней через специальное входное окно. Нить счетчика служит собирающим электродом для электронов и находится под положительным потенциалом  $V$ .

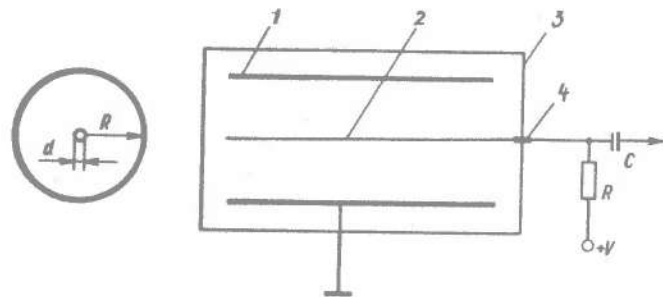


Рис. 9.10. Схема устройства и включения ОППС:  
1 - катод; 2 - нить (анод); 3 - корпус; 4 - изолятор

Напряженность электрического поля  $\mathcal{E}(r)$  внутри цилиндра определяется выражением

$$\mathcal{E}(r) = \frac{V}{r} \ln \left( 2 \frac{R}{d} \right), \quad (9.7)$$

где  $r$  - радиальное расстояние от нити до корпуса счетчика (текущая координата). Из (9.7) видно, что  $\mathcal{E}$  вблизи нити резко возрастает. Первичные электроны дрейфуют под влиянием электрического поля к нити и на этом пути испытывают упругие и неупругие столкновения с молекулами газа. Вблизи нити (собирающего электрода) электроны набирают достаточную кинетическую энергию для ионизации молекул, и число электронов  $n$  в объеме счетчика резко возрастает по сравнению с числом электронов первичной ионизации  $n_0$ ; возникает лавина таунсендовского типа [60]:

$$n = n_0 \exp(\int a dr), \quad (9.8)$$

где  $a$  - первый коэффициент ионизации Таунсенда, который определяет число вторичных электронов, создаваемых первичным электроном при прохождении 1 см пути в направлении поля. Интегрирование проводят по длине дрейфового пути электронов. Экспоненциальный член в выражении (9.8) - коэффициент газового усиления  $K = \exp(\int a dr)$ . Коэффициент  $a$  является функцией напряженности электрического поля  $\mathcal{E}$  и давления газа  $p$ :

$$a = pA \exp[-B/(\mathcal{E}/p)], \quad (9.9)$$

где  $A$  и  $B$  - газовые постоянные. Их значения приведены в табл. 9.2.

Из-за наличия процесса газового усиления пропорциональный счетчик, казалось бы, должен иметь преимущества для регистрации низкоэнергетических частиц. Отношение сигнал - шум в нем лучше, чем в ИИК. Однако вследствие статистической природы процесса газового

Таблица 9.2. Характеристики газов, используемые в ИИК

Газ	$\Sigma A$ , з.е.м.	$\rho$ мг/см <sup>3</sup>	$V_{-}$ , 10 <sup>6</sup> см/с	$\mathcal{E}/p$		$\bar{\mathcal{E}}_{ПЗ}$ , эВ	А		В	
				В/(см·Па)	В/(см·мм рт.ст.)		см·Па	см·мм рт.ст.	В/(см·Па)	В/(см·мм рт.ст.)
Ar	40	1,784	0,4	$6 \cdot 10^{-3}$	0,8	26,4	$1,87 \cdot 10^3$	14	1,35	180
Kr	84	3,74	-	-	-	24	$2,27 \cdot 10^3$	17	1,80	240
Xe	130	5,89	-	-	-	21,7	$3,47 \cdot 10^3$	26	2,62	350
CH <sub>4</sub>	16	0,72	10(6)**	$7,5 \cdot 10^{-3}$	1(10)	29,1	-	-	-	-
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	28	1,26	0,5	$7,5 \cdot 10^{-3}$	1,0	28	-	-	-	-
i-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	58	2,70	2,5(6)	$7,5 \cdot 10^{-3}$	1(10)	26,3	$3,20 \cdot 10^3$	24	3,15	420
i-C <sub>4</sub> H <sub>8</sub>	56	2,51	-	-	-	26,7	-	-	-	-
C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	100	4,46	1,4(3,5)	$7,5 \cdot 10^{-3}$	1(10)	-	-	-	-	-
C <sub>8</sub> H <sub>8</sub> O <sub>2</sub>	76	3,40	6	$7,5 \cdot 10^{-2}$	10	-	-	-	-	-
CO <sub>2</sub>	44	1,98	9	$6 \cdot 10^{-2}$	8	43,3	$2,7 \cdot 10^3$	20	3,50	466

\* Данные из экспериментов с  $\alpha$ -частицами.

\*\* В скобках - значения дрейфовой скорости при соответствующих отношениях  $\mathcal{E}/p$ .

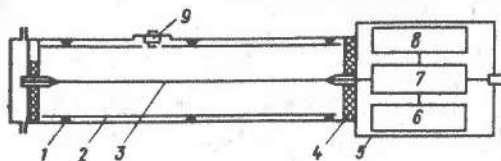


Рис. 9.11. Схема большого ОППС:

1 — корпус; 2 — полуцилиндрические желоба для нанесения исследуемых образцов; 3 — нить; 4 — изолятор; 5 — медный экран; 6, 8 — батареи питания; 7 — усилитель; 9 — образец из  $^{235}\text{U}$

усиления в ОППС наблюдается дополнительное ухудшение энергетического разрешения, поэтому становится необходимым обеспечение высокой стабильности газового усиления. Для стабилизации усиления с погрешностью до 1% требуется стабильность напряжения, приложенного к счетчику,  $100/V, \%$  ( $V$  выражено в вольтах). Если  $V = 3000 \text{ В}$ , то  $\Delta V \leq 0,03 \%$  ( $\leq 1 \text{ В}$ ). Таким образом, коэффициент газового усиления сильно зависит от приложенного к счетчику напряжения и давления газа. Вот почему при проведении абсолютных измерений энергии осколков ИИК более предпочтительна, чем ОППС.

**Большие пропорциональные счетчики.** Такие счетчики нашли применение для регистрации редких событий спонтанного деления при поисках в природе сверхтяжелых элементов (СТЭ), т.е. элементов с числом протонов  $Z \geq 114$  [79]. Объектами поисков СТЭ являются различные образцы земного и космического происхождения (метеориты), в которых в течение длительного периода времени могли накапливаться эти элементы. Оценки показывают, что содержание СТЭ в образцах не превышает  $10^{-12} \text{ г/г}$ , что чрезвычайно осложняет задачу экспериментального обнаружения элементов. Метод поисков СТЭ по их спонтанному делению обладает хорошей чувствительностью, поскольку в природе существует только один спонтанно делящийся элемент — уран. Задача сводилась к регистрации редких актов спонтанного деления и к определению происхождения источника этих событий.

Большие ОППС применялись для изучения различных образцов (рис. 9.11) [80]. Корпус счетчика изготовляли из алюминиевой или стальной трубы длиной 2 м и диаметром 26 см. Катодом служили два желоба полуцилиндрической формы площадью  $1,6 \text{ м}^2$ . Исследуемое вещество наносили тонким (около  $3 \text{ мг/см}^2$ ) слоем на внутреннюю поверхность катодов. Анодом была нихромовая нить диаметром 50 мкм, натянутая по оси счетчика. Счетчик наполняли метаном до давления  $p = 6,7 \cdot 10^3 \text{ Па}$  (50 мм рт.ст.), коэффициент газового усиления  $K = 300$  при рабочем напряжении 1200 В. Счетчик имел широкую область пропорциональности.

В экспериментах Г.Н. Флерова и др. [79] по поискам СТЭ использовались сразу шесть идентичных счетчиков. Импульсы от счетчиков регистрировали на самопишущем вольтметре с указанием номера счетчика. Амплитуду каждого импульса измеряли с погрешностью 20%.

Высокое напряжение на нити счетчика подавалось от сухих элементов, от них же питались и усилители электронной схемы. Автономная система питания счетчиков обеспечивала практически полную нечувствительность приборов к электрическим помехам. Уровень фона, обусловленного электрическими шумами, не превышал 1 имп./год. Измеренная по спонтанному делению  $^{238}\text{U}$  зффективность регистрации осколков деления составляла 60%.

Предельная чувствительность описанной методики при поисках СТЭ определялась фоном от спонтанного деления урана и деления космическим излучением тория, висмута, свинца и некоторых других тяжелых элементов, содержащихся в исследуемых образцах. Вследствие этого измерения с большими ОППС проводили в защищенных от космического излучения помещениях. Была достигнута чувствительность обнаружения сверхтяжелых элементов в образцах, соответствующая  $T_{1/2}/c = 10^{22} \text{ лет}$  ( $T_{1/2}$  — период полураспада СТЭ, выраженный в годах;  $c$  — массовая концентрация элемента в образце).

**Однокоординатный позиционно-чувствительный счетчик.** В последние годы в связи с усовершенствованием широкоапертурных магнитных спектрометров стали использовать в качестве фокальных однокоординатных позиционно-чувствительных детекторов большие ОППС. Такой счетчик состоит из двух металлизированных тонких фольг, расположенных строго параллельно друг другу на расстоянии около 10 мм и служащих катодом счетчика. Между ними натянута тонкая проволочка (нить) с большим активным удельным сопротивлением, которая служит собирающим электродом для электронов (анодом). Длина таких счетчиков достигает 110 см, диаметр равен нескольким сантиметрам. Принцип их работы и механизм образования сигнала на выходе те же, что и в обычном однопроволочном счетчике. Место прохождения частицы через счетчик определяют по точке возникновения сигнала на анодной проволочке относительно ее концов. Разработаны в основном два метода определения положения регистрируемой частицы.

Один метод основан на том, что тонкая нить представляет собой как бы распределенную  $RC$ -линию ( $R$  — полное сопротивление нити;  $C$  — емкость счетчика). Текущие по ней заряды создают на концах нити импульсы, время нарастания которых пропорционально расстояниям между точкой возникновения заряда на нити и соответствующими концами нити. Чувствительность такого метода определяется произведением  $rC_n$ , где  $r$  — сопротивление на единицу длины проволочки, а  $C_n$  — электрическая емкость нити счетчика. Обычно  $C_n \approx 10 \text{ пФ}$ , откуда получается, что если задаться значением чувствительности  $100 \text{ нс/мм}$ , то  $r$  должно быть порядка  $10 \text{ кОм/мм}$ . Естественно, что применяемые в обычных ОППС нити не обладают таким сопротивлением, поэтому в позиционно-чувствительных счетчиках, работающих по описанной методике, используются кварцевые нити с графитовым покрытием. Таким методом было получено пространственное разрешение

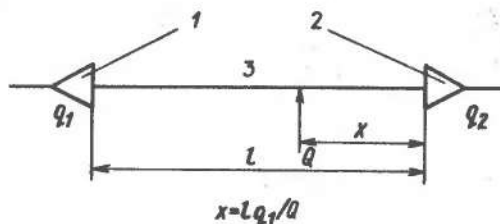


Рис. 9.12. Определение координаты частицы методом деления заряда:

1, 2 — предусилители; 3 — анодная нить

0,15 мм. Скорость счета лимитировалась значением  $RC$  и составляла порядка 1000 имп./с.

Другой метод определения координаты частицы основан на методе деления заряда. Координата вдоль нити счетчика равна отношению заряда  $q$ , возникающего на одном из концов проволочки, к полному индуцированному заряду  $Q$  на аноде. Этот метод определения координаты частицы показан на рис. 9.12. Полный заряд  $Q$  находят по сумме зарядов  $q_1$  и  $q_2$ , снимаемых с двух подключенных к концам нити зарядочувствительных предусилителей, или по амплитуде сигнала, возникающего на катоде счетчика. Метод деления заряда позволяет повысить скорость счета частиц вследствие более низкого значения  $r$  (порядка 100 Ом/см). В зависимости от длины нити погрешность измерения координаты частицы колеблется в диапазоне 0,5–1,5 мм. Более подробно оба метода определения координат частиц однопроволочным пропорциональным счетчиком описаны в работе [58].

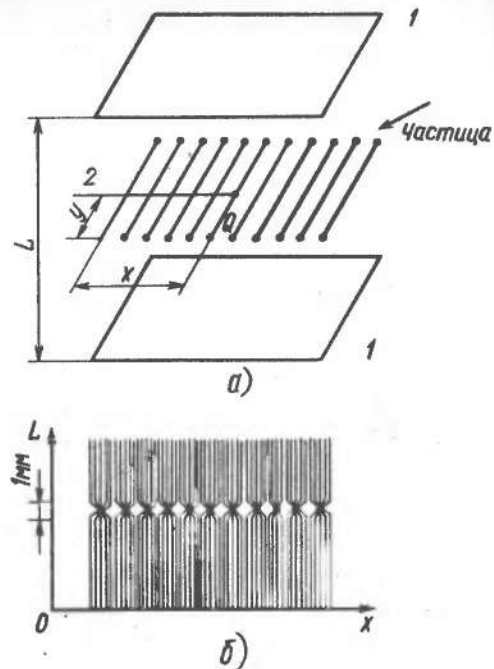
### 9.7. Многопроволочный пропорциональный счетчик

Многопроволочные пропорциональные счетчики (МППС), или многопроволочные пропорциональные камеры, как их еще называют, нашли за последние годы широкое применение в физике высоких энергий [80]. Используются они в физике тяжелых ионов. Вследствие большой тормозной способности тяжелых ионов и осколков в МППС, кроме определения пространственных ( $x, y$ ) координат, можно измерять удельные потери энергии и полную энергию тяжелой частицы, а также устанавливать момент появления ее в счетчике. Таким образом, МППС соединяет в себе качества многопроволочных ионизационных камер и однопроволочных пропорциональных счетчиков, описанных выше.

**Устройство счетчика.** Между двумя проводящими электродами (катадами), которые выполнены в виде пластины или металлических сеток, размещен ряд тонких проволочек (рис. 9.13, а). Анодные нити часто изготавливают из вольфрамовых или молибденовых проволочек, покрытых золотом. Типичные размеры элементов МППС таковы: расстояние между катодом и анодной сеткой 10 мм, расстояние между нитями 2 мм, диаметр проволочек 20 мкм. Площадь чувствительной поверхности счетчика достигает  $2 \text{ м}^2$ .

Рис. 9.13. Схема МППС (а) и вид распределения электрического поля в нем (б):

1 — катод; 2 — анод



Счетчик обычно наполняют газом при атмосферном давлении. Первичные электроны, созданные ионизирующей частицей, дрейфуют под действием электрического поля от пучка частиц к ближайшей нити анода. Вблизи нити проявляется процесс газового усиления, т.е. возникает вторичная эмиссия электронов. На нити образуется сигнал, пропорциональный индуцированному на ней заряду  $Q$ , который характеризует координаты частицы. Следовательно, координаты индуцированного заряда определяются соответствующей нитью анода и местом образования заряда. Каждая система нить — катод действует в многопроволочном счетчике как ОППС. МППС может работать при высоких нагрузках частицами. Для определения места возникновения заряда каждая нить должна быть соединена с двумя зарядочувствительными предусилителями. Имеются и другие варианты электронных схем в зависимости от условий эксперимента [58]. Разность потенциалов, прикладываемых к электродам счетчика, обычно составляет около 5 кВ, что приводит к напряженности электрического поля на нити  $E \approx 300 \text{ кВ/см}$ . Коэффициент газового усиления  $K \approx 10^4 \div 10^5$ .

На рис. 9.13, б показана картина электрического поля в МППС. Поле похоже на то, которое создается в однопроволочном счетчике вблизи нитей анода, на расстоянии порядка 1 мм оно уже становится однородным. Однако было замечено, что смещение проволочек относительно друг друга на 0,01 мм искажает поле и приводит к разнице коэффициентов усиления между двумя соседними проволочками 30%. В связи с этим существуют довольно жесткие допуски при изготовлении МППС. В [81] детально описана конструкция таких счетчиков.

**Счетные характеристики газов.** В табл. 9.2 (см. § 9.6) приводился ряд характеристик газов, применяемых в ионизационных счетчиках. Используя в экспериментах МППС, следует учитывать еще некоторые

характеристики газов-наполнителей, к которым предъявляются следующие требования.

1. Большой коэффициент газового усиления  $K$  при заданной разности потенциалов между анодом и катодом. Большой сигнал на выходе счетчика не требует высокого коэффициента усиления электронной аппаратуры, а главное, при значительном  $K$  можно уменьшить разность потенциалов и тем самым снизить вероятность появления электрических пробоев в счетчике.

2. Небольшая вероятность появления фотоэлектронов при развитии газового усиления. Известно, что образование вторичных электронов не единственный процесс в развитии электронной лавины в пропорциональных счетчиках. Испускаемые возбужденными молекулами и атомами фотоны производят дополнительную ионизацию газа. Причем коэффициент газового усиления зависит от вероятности фотоионизации, и поэтому нарушается пропорциональность между амплитудой на выходе счетчика и числом образованных пар ионов. Вот почему газ в МППС должен иметь малую вероятность появления фотоэлектронов в процессе развития газового усиления.

3. Высокая тормозная способность регистрируемых частиц в газе. Это приводит к достаточной первичной ионизации.

4. Сохранение свойств газа при воздействии интенсивных пучков ионизирующих частиц. В настоящее время с этой целью часто используют углекислый газ или смесь аргона + 30% изобутана ( $C_4H_{10}$ ). В [82] была найдена наиболее подходящая для МППС смесь газов ("магический газ"): аргон + 16% изобутана + 0,3% фреона. Ее применение позволило получить чрезвычайно высокое значение коэффициента газового усиления  $K \approx 10^8$ , при этом счетчик работал в области ограниченной пропорциональности.

5. Низкое давление газа, что повышает качество работы счетчика. Существует много различных по конструкции МППС, работающих при низком давлении  $p = (0,4 - 1,3) \cdot 10^3$  Па (3–10 мм рт.ст.) [83]. Было найдено, что при таком давлении удовлетворительные результаты показывают счетчики, наполненные чистыми углеводородными газами.

При низком давлении можно уменьшить напряженность поля и тем самым снизить электростатические силы, действующие на проволочки анода и стремящиеся сместить их друг относительно друга. Низкое давление газа влияет и на развитие процесса газового усиления. Если при атмосферном давлении газовое усиление начинает проявляться только вблизи анодных нитей, то при давлении порядка  $1,3 \cdot 10^3$  Па (10 мм рт.ст.) значение  $E/p$  достаточно, чтобы электроны вторичной эмиссии начали зарождаться вдали от нитей. В результате этого, во-первых, можно увеличить диаметр проволочек до 50 мкм (вместо обычных 10–20 мкм), что упрощает изготовление счетчика, а во-вторых, коэффициент газового усиления становится менее зависимым от гео-

метрии нитей анода и вследствие этого более стабильным во всем объеме чувствительной области счетчика. При низком давлении увеличивается длина свободного пробега электронов, они быстрее достигают анода. В результате этого быстрее нарастает передний фронт выходного сигнала и, следовательно, улучшается временное разрешение детектора.

Счетчики с пониженным давлением представляют интерес для проведения экспериментов с тяжелыми ионами и осколками деления. Вследствие большой тормозной способности этих частиц входные окна счетчиков делают как можно тоньше, чтобы уменьшить разброс энергий на входе в чувствительную область. Как пример такого счетчика можно упомянуть МППС [84], используемую в спектрометре многочастичных совпадений, который установлен на линейном ускорителе тяжелых ионов UNILAC в Дармштадте (ФРГ). Размер чувствительной поверхности  $92 \times 92$  см. Камера заполнена изобутиленом ( $C_4H_8$ ) при давлении  $1,3 \cdot 10^3$  Па (10 мм рт.ст.). Входное окно закрыто пленкой из хостафана толщиной  $330$  мкг/см<sup>2</sup>. Внутри камеры размещено пять электродов, выполненных в виде рамок с натянутыми на них проволочками (Cu–Be) с шагом 2 мм. Диаметр проволочек составляет 50 мкм. Два крайних электрода служат катодами ( $V = -800$  В), средний электрод – анодом ( $V = +700$  В). Две сетки с взаимно перпендикулярным расположением нитей используются как позиционно-чувствительные электроды. Они помещены между каждым катодом и анодом и находятся под потенциалом земли. Проволочки координатных сеток соединены между собой через делительные резисторы ( $R = 100$  Ом), координаты определяют методом деления зарядов (с погрешностью около 3 мм).

Расстояние между катодами равно 30 мм, это расстояние с учетом состава газа и его давления эквивалентно толщине слоя изобутилена около  $100$  мкг/см<sup>2</sup>. Полный заряд, индуцированный на координатных сетках, давал информацию об удельных потерях энергии частицей  $\Delta E$ . Было получено  $W(\Delta E)_{0,5} / \Delta E = 10\%$ . Временные характеристики регистрируемых частиц измеряли с помощью плоскопараллельного лавинного счетчика. Он размещался прямо за катодом, через который пролетали частицы, прошедшие анод. В экспериментах с ионами криптона получено временное разрешение  $W(\tau)_{0,5} \approx 0,5$  нс.

**Временные и энергетические характеристики.** Время нарастания импульса на выходе пропорционального счетчика  $\tau_{\Phi}$  определяется временем движения первичных электронов от места их появления до анода, и максимальный разброс  $\tau_{\Phi}$  зависит от времени дрейфа электронов к аноду, где начинается образование лавины вторичных электронов. В МППС разброс  $\tau_{\Phi}$ , который зависит от временного разрешения, достигает 25–30 нс. Временное разрешение можно улучшить добавлением в газ компоненты, содержащей электроотрицательные ионы. При этом чувствительная зона вокруг каждой проволочки анода

уменьшается, и за счет уменьшения эффективности можно довести временное разрешение счетчика до нескольких наносекунд [84].

Энергетическое разрешение в счетчиках с газовым усилением определяется в основном флуктуациями начальной ионизации, создаваемой регистрируемой частицей, флуктуациями коэффициента газового усиления и разбросом поглощенной энергии частицы. Последний фактор играет важную роль для осколков деления и тяжелых ионов; на энергетическое разрешение МППС влияет также неравномерность электрического поля вдоль нитей, связанная с различием их диаметров. Искажения поля возникают также в местах крепления нитей и их смещений друг относительно друга, что приводит к дополнительным флуктуациям коэффициента газового усиления. В МППС разброс  $K$  обычно превышает 20%. Уменьшить этот разброс можно очень точной сборкой счетчика и применением однородных по толщине анодных нитей. Кроме этого, использовали еще раздельное питание каждой нити с плавной регулировкой напряжения. Эти меры позволили получить  $\delta K \leq 2\%$ .

### 9.8. Выделение осколков на фоне других заряженных частиц

В некоторых экспериментах основным требованием, предъявляемым к детектору осколков деления, является выделение осколков на фоне других ионизирующих частиц ( $\alpha$ -частиц из мишени, заряженных частиц, вызывающих деление). Хотя осколки производят значительно большую ионизацию в счетчике, чем легкие заряженные частицы ( $\alpha$ -частицы, например) (рис. 9.14), при большой интенсивности последних дискриминация фона затруднена из-за наложения импульсов. Если счетчик облучается  $n_0$  заряженными частицами, то вероятность наложения  $n$  прямоугольных импульсов длительностью  $\tau$  определяется выражением [60]:

$$P(n) = \frac{1}{1 + n_0 \tau} \frac{(n_0 \tau)^{n-1}}{(n-1)!} \exp(-n_0 \tau). \quad (9.10)$$

Для снижения числа наложений, имитирующих осколки деления, приходится использовать короткие импульсы. Минимальная длительность импульса на выходе ионизационной камеры или пропорциональ-

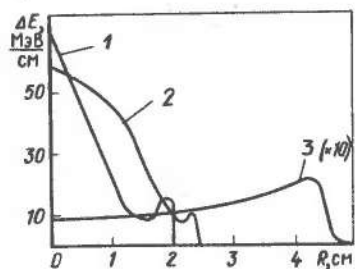


Рис. 9.14. Зависимость потерь энергии от пробега тяжелых (1) и легких (2) осколков и  $\alpha$ -частиц (3) в аргоне при  $p = 1$  мм рт.ст. и  $t = 0^\circ \text{C}$

ного счетчика определяется временем собирания электронов, которое, в свою очередь, зависит от скорости дрейфа электронов в газе. Для газов, обычно применяемых в ионизационных счетчиках (инертные газы с добавками, метан и другие углеводородсодержащие газы), при отношении  $\mathcal{E}/p \approx 7,5 \cdot 10^{-3}$  В/(см · Па)  $\approx 1$  В/(см · мм рт.ст.) (типичном для ионизационной камеры или пропорционального счетчика в области, удаленной от нити) дрейфовая скорость электронов составляет  $10^6 - 10^7$  см/с. В счетчиках, где весь пробег осколков (2–3 см при нормальном давлении) укладывается в промежутке между электродами, такие скорости дрейфа электронов приводят на выходе счетчика к времени нарастания импульса напряжения 0,3–3,0 мкс. При таком времени нарастания импульса эффективная дискриминация фоновых заряженных частиц возможна лишь при сравнительно низкой их интенсивности. Например, при  $\tau = 1$  мкс скорость счета пятикратных наложений от  $\alpha$ -частиц с энергией 6 МэВ (при этом суммарный импульс приблизится по амплитуде к импульсу от осколков с малой энергией) будет менее 0,1 имп./с лишь при интенсивности  $\alpha$ -частиц меньше  $10^5 \text{ с}^{-1}$ .

Число наложений можно значительно снизить, если регистрировать импульсы, соответствующие сумме энергий обоих осколков. Тогда для достижения порога дискриминации необходимо большее число совпадающих импульсов, что менее вероятно. Такой же эффект даст и регистрация совпадений двух осколков. Недостатком обоих способов является усложнение методики: использование двух счетчиков или одного счетчика с двумя чувствительными слоями. Ряд способов повышения возможности выделения осколков деления на фоне других заряженных частиц связан с изменениями конструкции или режима работы счетчиков.

Уменьшение расстояния между электродами. Этот способ значительно снижает время сбора электронов. Например, в счетчике с плоскими электродами (при расстоянии между ними 1 мм), наполненном газом с высокой скоростью дрейфа электронов (метан, пары ацетона) и работающем в режиме ионизационной камеры, можно получить импульсы напряжения со временем нарастания до 10 нс. Еще меньше время нарастания импульса (до 2–3 нс) получается, если счетчик работает в режиме пропорционального счетчика при  $\mathcal{E}/p = 0,22 \div 0,37$  В/(см · Па)  $= 30 \div 50$  В/(см · мм рт.ст.) [63], так как в более сильном поле электроны имеют большую скорость дрейфа.

Уменьшение расстояния между электродами приводит к увеличению дисперсии амплитуд импульсов на выходе детектора, так как осколки (и другие заряженные частицы), вылетая из мишени под разными углами, теряют в чувствительном слое разную энергию. Большая дисперсия амплитуд требует понижения порога дискриминации, в результате чего амплитуда суммарных импульсов от фоновых частиц достигает порога дискриминации при меньшем числе наложений.

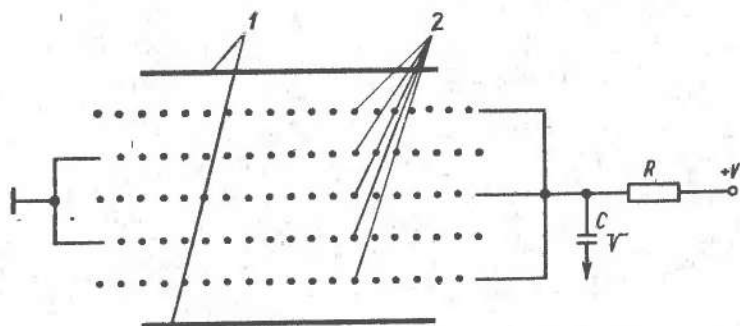


Рис. 9.15. Схема ионизационной камеры с сетками:  
1 — мишень; 2 — сетки

Уменьшить углы вылета регистрируемых частиц можно коллимацией, однако при этом снижается эффективность регистрации.

Разделение чувствительного слоя с помощью сеток [85]. Половина сеток ионизационной камеры заземлена, а на остальные подано положительное напряжение; сетки, находящиеся под одинаковым потенциалом, соединены параллельно (рис. 9.15). В этом случае в чувствительном слое камеры укладывается большая часть пробега осколков, и электроны первичной ионизации с различных участков пробега собираются на ближайшую сетку. Поскольку при любом направлении трека осколка пробег электронов не превышает 5 мм, время собирания электронов значительно уменьшается. При наполнении камеры метаном  $[p = (2,7 - 3,3) \cdot 10^4 \text{ Па} (200 - 250 \text{ мм рт.ст.)}]$  и при  $\mathcal{E}/p = 7,5 \times 10^{-2} \text{ В/(см} \cdot \text{Па)} = 10 \text{ В/(см} \cdot \text{мм рт.ст.)}$  получено время нарастания импульса 25 нс.

**Использование на выходе ИИК импульса тока.** Этот способ выделения осколков также находит применение. При попадании в ионизационную камеру заряженной частицы в цепи ее электродов протекает ионизационный ток  $I = qv_-/d$  с длительностью импульса  $\tau = d/v_-$ , где  $q$  — заряд, создаваемый частицей;  $d$  — расстояние между электродами;  $v_-$  — дрейфовая скорость электронов. Если нагружать камеру на низкое входное сопротивление (не более 1 Ом) широкополосного усилителя (при этом интегрирование заряда на емкости камеры отсутствует), то на выходе этого усилителя можно получить импульс напряжения, повторяющий по своей форме импульс тока. В камере, работающей на таком принципе, при расстоянии между электродами 1 мм и при наполнении метаном до  $5 \cdot 10^5 \text{ Па}$  получены импульсы с длительностью 15 нс и временем нарастания  $\tau_{\text{ф}} \approx 2 \text{ нс}$ . Импульсы с близкими к этим параметрами получены при наполнении ИИК смесью 89,4%  $\Delta\text{г} + 10,6\% \text{ CO}_2$  до атмосферного давления [86].

Приведем типы ИИК, наиболее употребляемых в настоящее время в экспериментах:

- 1) многоплатная камера для фотоделения;
- 2) полусферическая камера;
- 3) криогенная ионизационная камера с высоким разрешением;
- 4) большая многоплатная камера;
- 5) спектроскопическая ионизационная камера;
- 6) быстрая камера с большим количеством  $^{235}\text{U}$ ;
- 7) аксиальная ионизационная камера высокого разрешения;
- 8) двойная ионизационная камера;
- 9) низкофоновая камера;
- 10) двумерная многопроволочная камера;
- 11) двойная камера для спонтанного деления.

### 9.9. Особенности регистрации осколков деления

Если весь пробег осколков укладывается в чувствительном слое детектора и при сборке носителей заряда рекомбинация мала, то амплитуда импульса на выходе детектора пропорциональна кинетической энергии осколка. Чтобы из измеренного амплитудного распределения импульсов получить энергетический спектр осколков деления, нужно знать среднюю энергию, необходимую для образования ионной пары, и зависимость этой величины от энергии осколков деления. Из рис. 9.16 видно, что для получения одной и той же степени ионизации газа осколки деления должны обладать большей энергией, чем  $\alpha$ -частицы [87]. Это различие в энергии (амплитудный дефект) объясняется тем, что осколки, особенно в конце пробега, теряют часть энергии, упруго рассеиваясь на атомах газа. Медленно движущиеся атомы отдали слабо ионизируют газ, вследствие чего часть энергии осколков  $\Delta$  не расходуется на образование ионов. Наличие амплитудного дефекта приводит к тому, что средняя энергия, необходимая для образования ионной пары, для осколков выше, чем для  $\alpha$ -частиц. Эти факторы следует учитывать при измерении энергетического спектра осколков газовыми ионизационными счетчиками. В табл. 9.3 приведены значения

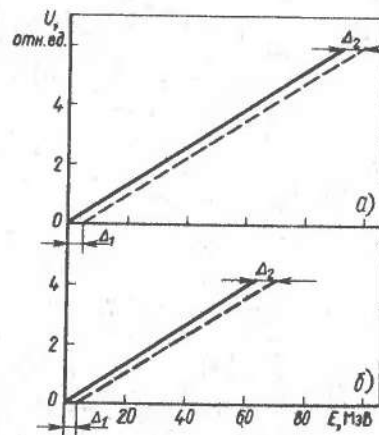


Рис. 9.16. Зависимость амплитуды выходного импульса от энергии легкого (а) и тяжелого (б) осколка. Для сравнения сплошной линией показана аналогичная зависимость для  $\alpha$ -частиц

Таблица 9.3. Амплитудный дефект осколков в газах

Газ	$\Delta_1$ , МэВ	$\Delta_2$ , МэВ	$\epsilon_f/\epsilon_\alpha$
Тяжелые осколки			
Ar + 3% CO <sub>2</sub>	3,6 (5)	6,3 (5)	1,10 (2)
Ar	2,7 (5)	5,5 (5)	1,09 (2)
N <sub>2</sub>	1,7 (5)	5,3 (5)	1,09 (2)
Ne	3,4 (7)	4,8 (7)	1,08 (2)
Легкие осколки			
Ar + 3% CO <sub>2</sub>	4,9 (7)	6,5 (8)	1,07 (2)
Ar	5,8 (7)	5,1 (8)	1,05 (2)
N <sub>2</sub>	4,6 (7)	6,3 (8)	1,07 (2)
Ne	6,8 (1,0)	4,3 (1,0)	1,05 (2)

измеренного в [87] амплитудного дефекта для осколков, обладающих начальной энергией,  $\Delta_1$ , и осколков, заторможенных в газе,  $\Delta_2$ , а также отношение энергий, необходимых для образования ионной пары осколками и  $\alpha$ -частицами,  $\epsilon_f/\epsilon_\alpha$ .

Энергетическое разрешение ИИК для легких заряженных частиц определяется в основном шумом усилительной аппаратуры и флуктуациями числа ионных пар, образованных частицей. В пропорциональном счетчике дополнительное ухудшение разрешения возникает из-за флуктуаций коэффициента газового усиления и из-за неоднородности нити. При регистрации осколков деления степень ионизации велика, и эти факторы играют меньшую роль. В этом случае энергетическое разрешение зависит в основном от флуктуаций амплитудного дефекта, составляющих несколько мегаэлектрон-вольт (порядка самого дефекта). В радиационных полях с мощностью экспозиционной дозы больше нескольких десятков рентген в секунду энергетическое разрешение ионизационного счетчика ухудшается вследствие флуктуаций плотности ионизации под действием  $\gamma$ -излучения, и эти флуктуации становятся доминирующими.

Влияние шума усилительной аппаратуры проявляется для ИИК с электродами значительной площади (около 1000 см<sup>2</sup>), когда из-за большой емкости снижается амплитуда выходных импульсов напряжения. При этом удобнее использовать пропорциональный счетчик, в котором благодаря газовому усилению можно получить выходные импульсы достаточно большой амплитуды, несмотря на значительные размеры счетчика. Большие пропорциональные счетчики применяли, как уже упоминалось, при регистрации редких событий спонтанного деления ядер.

## 9.10. Многонитовой искровой счетчик

Для решения многих экспериментальных задач ядерной физики необходим детектор, эффективно регистрирующий осколки деления ядер на фоне высокой активности нуклида, измеренной по выходу  $\alpha$ -излучения (до  $10^9$  с<sup>-1</sup>, т.е.  $10^9$  Бк). Такие ситуации встречаются, например, при работе с мишенями, изготовленными из тяжелых элементов (плутоний, америций и др.). В этих случаях ионизационная камера, пропорциональный счетчик, сцинтилляционный газовый счетчик, работа которых основана на измерении полной ионизации в чувствительной области, из-за многократных наложений импульсов не способны эффективно разделять  $\alpha$ -частицы и осколки деления. Здесь необходим прибор, эффективность срабатывания которого определялась бы удельной ионизацией (ионизацией вдоль трека частицы) подобно тому, как это происходит в диэлектрических детекторах, но обладающий при этом требуемыми временными свойствами.

Таким прибором является многонитовой искровой счетчик, впервые примененный Розенблюмом [88] для счета  $\alpha$ -частиц на фоне интенсивного  $\beta$ -излучения. В дальнейшем счетчик использовали и для регистрации осколков деления [89]. В [89] изучали эффективность регистрации осколков деления и дискриминирующие свойства искрового счетчика при наполнении его различными смесями газов, определяли границы мертвого времени, измеряли временное разрешение.

Механизм работы и конструкция счетчика. Основной особенностью искрового счетчика является локальный характер газового разряда (искровой пробой). Для возникновения пробоя существенна не полная ионизация, производимая заряженными частицами в чувствительном слое счетчика, а локальная (удельная) ионизация вдоль трека частицы.

Согласно физическим представлениям, для эффективного возникновения искрового пробоя должно быть выполнено условие

$$n \cdot K \geq 10^8, \quad (9.11)$$

где  $K$  — коэффициент газового усиления;  $n$  — число носителей заряда (электронов), образованных заряженной частицей в критической области ( $K > 1$ ) разрядного промежутка длиной  $x_{кр}$ , причем  $K \sim \exp \int_{x_{кр}} a(x) dx$ , где  $a(x)$  — коэффициент ударной ионизации.

Очевидно, что  $n$  для осколков и  $\alpha$ -частиц пропорционально их удельным ионизационным потерям, которые для  $\alpha$ -частиц и осколков существенно различаются. Так, при атмосферном давлении в воздухе в двухмиллиметровом промежутке анод — катод, удаленном от мишени на 4 мм, осколок деления  $^{235}\text{U}$  образует около  $3 \cdot 10^5$  ионных пар, в то время как  $\alpha$ -частица — лишь  $6 \cdot 10^3$  пар при тех же условиях. Поэтому при надлежащем выборе состава и давления газа, наполняющего счет-



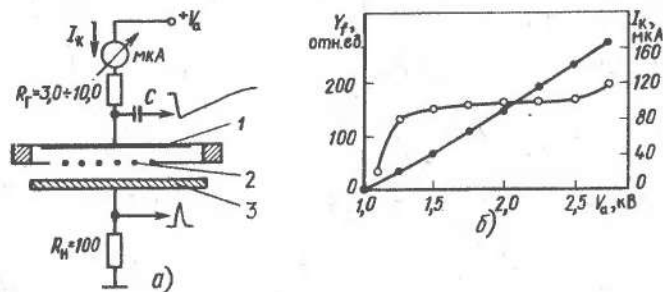


Рис. 9.17. Схема искрового счетчика (а) и его характеристики (б):  
1 — мишень; 2 — анод; 3 — катод

чик, напряжения питания, геометрических параметров счетчика можно получить такое значение  $K$ , что соотношение (9.11) будет выполнено для осколков деления и в значительной степени нарушено для  $\alpha$ -частиц, поскольку необходимые для пробоя значения  $K$  будут различаться почти на два порядка. В этих условиях лишь высокая степень ионизации газа осколками деления приведет к искровому пробоя. При этом одновременное (в пределах времени сбора электронов) попадание в счетчик нескольких частиц с меньшей ионизирующей способностью не приводит к искровому пробоя, так как они производят ионизацию во всем объеме счетчика. Таким образом, в многонитовом искровом счетчике можно достичь высокой степени дискриминации ( $\eta_f/\eta_\alpha$ )  $\alpha$ -частиц от осколков ( $\eta$  — эффективность регистрации). Основными элементами искрового счетчика являются анод, выполненный в виде сетки из вольфрамовых нитей диаметром 0,1 мм, которые натянуты на металлическое кольцо, и плоский катод из меди с хорошо полированной и хромированной поверхностью (рис. 9.17, а). Выбор материала для электродов определяется их относительной стойкостью к разрушению поверхности во время искрового пробоя, хотя сам материал электродов существенного влияния на характер работы счетчика не оказывает. Межелектродное расстояние составляет 2 мм, шаг сетки анода обычно варьируется от 2,5 до 6 мм. Мишень располагают на расстоянии 3–4 мм от анода. Все элементы помещают в вакуумную камеру, которую перед наполнением ее рабочим газом откачивают (для удаления примесных газов и паров воды) до давления порядка 1,33 Па ( $10^{-2}$  мм рт.ст.).

Еще одной особенностью искрового счетчика является существование в нем стабильного коронного разряда, обусловленного сильной неоднородностью электрического поля вблизи нитей анода. Постоянный ток коронного разряда  $I_K$  вызывает падение напряжения на гасящем сопротивлении  $R_r$ , в результате чего работа счетчика стабилизи-

руется: напряжение на электродах счетчика,

$$V_{сч} = V_a - I_K R_r, \quad (9.12)$$

а следовательно, и коэффициент газового усиления  $K$  мало меняется с ростом напряжения питания  $V_a$ , и это приводит к наличию плато в счетной характеристике (рис. 9.17, б). Напряжение на электродах счетчика в пределах плато меняется в диапазоне 5–10%. Степень стабилизации увеличивается с ростом  $R_r$ , одновременно растет протяженность и уменьшается наклон плато. Следует отметить, что в отсутствие коронного разряда эффективное разделение  $\alpha$ -частиц и осколков деления в сколько-нибудь значительной области напряжений было бы невозможным из-за быстрого изменения  $K$ .

Счетчик наиболее устойчиво работает с мишенями, которые имеют большую активность, измеренную по выходу  $\alpha$ -излучения. По-видимому, дополнительную стабилизацию работе счетчика придает ионизационный ток, обусловленный  $\alpha$ -излучением мишени.

**Эффективность регистрации осколков деления.** Шаг сетки анода существенно влияет на эффективность регистрации осколков деления: при сокращении расстояния между нитями от 6 до 2,5 мм  $\eta_f$  увеличивается в 2–2,3 раза. Из этого следует, что область вокруг нити анода, чувствительная к осколкам деления, невелика. Измерения [89] показали, что осколок, пролетающий на расстоянии более 1,5 мм от центра нити, регистрируется примерно в 100 раз менее эффективно, чем осколок, пролетающий рядом с нитью. Однако при сильном сближении нитей электрическое поле в счетчике выравнивается, коронный разряд затухает, уменьшается устойчивость работы счетчика, растет уровень фона. Минимальное расстояние между нитями, пригодное для нормальной работы счетчика, равно межэлектродному (или чуть больше). При сближении нитей до 2,5 мм  $\eta_f$  не превышает 40–50%; значит,  $\eta_f$  зависит от направления полета осколков относительно нити, что имеет место при регистрации  $\alpha$ -частиц [90].

Эффективность регистрации осколков деления и  $\alpha$ -частиц зависит от расстояния анод–мишень. Характер этой зависимости совершенно аналогичен зависимости удельных ионизационных потерь энергии осколков деления и  $\alpha$ -частиц от остаточного пробега (кривая Брэгга). Кривые Брэгга для осколков и  $\alpha$ -частиц имеют существенно различный вид, поэтому приближение мишени к аноду увеличивает  $\eta_f$  и снижает  $\eta_\alpha$ , что приводит к заметному разделению осколков деления и  $\alpha$ -частиц (см. рис. 9.14).

Снижение энергии осколков вызывает быстрое уменьшение эффективности их регистрации. Измерения [89] с коллимированным источником  $^{235}\text{U}$  показали, что при введении между мишенью и анодом алюминиевой фольги толщиной 4,65 мкм (это соответствует потерям энергии 43% для легкого осколков и 35% для тяжелого) эффективность регистрации уменьшается в 4 раза. Потеря эффективности связа-

на с уменьшением не только локальной плотности ионизации вдоль трека осколка, но и телесного угла, под которым осколки попадают в чувствительный слой вследствие частичного поглощения их фольгой.

Эффективность регистрации осколков деления и дискриминирующие свойства многонитевого искрового счетчика во многом определяются выбором рабочей смеси газов. Первоначально для наполнения счетчика использовали воздух и смесь гелия с воздухом при атмосферном или пониженном давлении. Однако в этих случаях работа счетчика неустойчива, эффективность регистрации осколков низка и зависит от влажности воздуха (в еще большей мере от влажности воздуха зависит эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц), газ и электроды быстро портятся из-за образования озона и оксида азота, что приводит к быстрому изменению характеристик счетчика и при длительной работе требует непрерывной продувки газа через рабочий объем.

В [89] были проведены исследования по расширению набора смесей газов, при наполнении которыми счетчик имел бы высокую эффективность регистрации осколков деления, надежно дискриминировал интенсивные потоки  $\alpha$ -частиц ( $10^9 - 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ). Исследовались гелий, азот, неон, аргон, криптон, ксенон и их смеси при атмосферном и пониженном  $(1,33 - 2,67) \cdot 10^4 \text{ Па}$  ( $100 - 200 \text{ мм рт.ст.}$ ) давлениях.

Пороговое напряжение  $V_{\text{сч}}$ , при котором начинается счет осколков, эффективность регистрации осколков, возникших в результате деления тепловыми нейтронами,  $\eta_f$  для различных газов и их смесей, амплитуда импульса и время запаздывания представлены в табл. 9.4. Эти характеристики определены для счетчика с расстоянием между нитями 6 мм, а между электродами — 2 мм. Для всех указанных в таблице смесей счетчик имеет очень низкую эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц (до  $10^{-10} \%$ ), что позволяет использовать его в работе с очень активными мишенями. Счетчик может работать в полях  $\gamma$ -из-

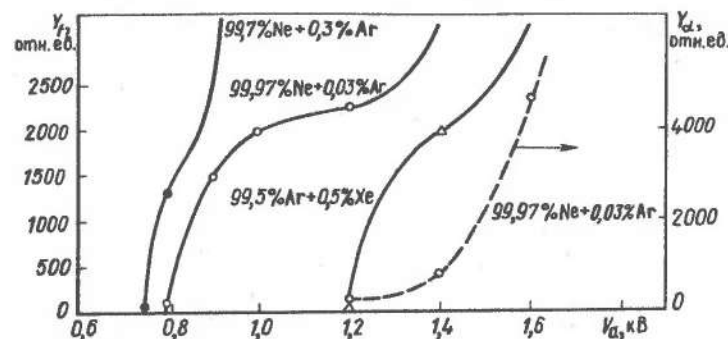


Рис. 9.18. Счетные характеристики искрового счетчика при атмосферном давлении

лучения с мощностью экспозиционной дозы несколько тысяч рентген в минуту. Абсолютное значение эффективности регистрации осколков оценивали с помощью слюды, которую помещали на месте катода.

Эксперименты показали, что чистые инертные газы непригодны к использованию в счетчике; одновременно с зажиганием короны возникают разряды, не зависящие от внешних источников ионизации. Исключение составляет технический аргон при понижении давления, что можно объяснить небольшими примесями в нем азота. Попытки использовать для наполнения смеси газов на основе неона, аргона и криптона как при атмосферном, так и при пониженном давлении также не привели к положительным результатам. Счетные характеристики в этих случаях (рис. 9.18) резко растут, почти не обнаруживая плато, осколки деления можно отделить от  $\alpha$ -частиц в небольшой области напряжений  $V_a$  и степень дискриминации ( $\eta_f/\eta_\alpha$ ) невелика. Для всех газов замечено отрицательное влияние органической добавки  $\text{C}_2\text{H}_5(\text{OH})$  (паров спирта). Менялись характеристики рабочего газа, электроды счетчика быстро выходили из строя вследствие диссоциации молекул спирта и дальнейших химических реакций при искровом разряде. Наилучшим образом счетчик работает при наполнении его гелием и азотом с добавлением небольшого количества некоторых примесей (см. табл. 9.4).

Для повышения эффективности регистрации осколков искровым счетчиком поверхность катода счетчика можно сделать в виде цилиндрических желобов [91] (рис. 9.19, а). Целесообразность использования желобов заключается в следующем. Размещение ряда эквидистантных параллелей нитей в качестве анода перед плоским катодом приводит к заметному взаимодействию нитей друг с другом. Это искажает распределение электрического поля между нитями и катодом так, что не все нити могут одновременно участвовать в работе счетчика при регистрации частиц. Взаимодействие нитей уменьшает эффек-

Таблица 9.4. Характеристики искрового счетчика для различных смесей газов

Состав смеси	$p$ , Па (мм рт.ст.)	$V_{\text{сч}}$ , В	$U$ , В	$\eta_f$ , %	$\tau_3$ , нс
98,7 % He + 1,3 % N <sub>2</sub>	$10,2 \cdot 10^4$ (765)	1080	30	17	100
99,5 % He + 0,5 % Xe	$10,2 \cdot 10^4$ (765)	750	35	17	120
90 % He + 10 % Xe	$1,07 \cdot 10^4$ (80)	550	5	20	—
55 % He + 45 % N <sub>2</sub>	$1,6 \cdot 10^4$ (120)	1350	70	12	—
100 % N <sub>2</sub>	$1,6 \cdot 10^4$ (120)	1625	100	13	12
100 % N <sub>2</sub>	$4 \cdot 10^4$ (300)	3800	—	20	10
95 % N <sub>2</sub> + 5 % He	$1,33 \cdot 10^4$ (100)	1350	80	19	30
96 % N <sub>2</sub> + 4 % Ar	$1,33 \cdot 10^4$ (100)	1450	95	13	25

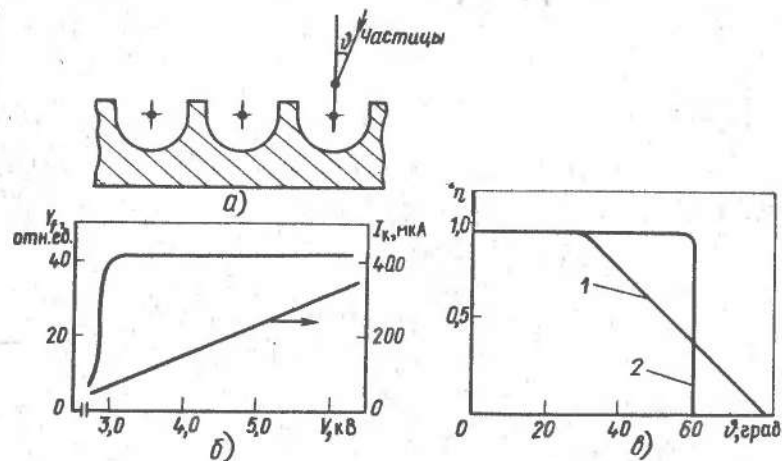


Рис. 9.19. Элементы конструкции искрового счетчика с желобами (а) и его характеристики (б, в):

1 — плоский катод; 2 — катод с желобами

тивность счетчика вследствие сокращения объема его чувствительного слоя, что приводит также к сильной зависимости эффективности от угла падения осколка относительно направления нить — катод (рис. 9.19, в).

Конструкция искрового счетчика с желобами (и нитями, натянутыми вдоль их осей) полностью устраняет взаимное влияние нитей. На рис. 9.19, б, в приведены некоторые параметры такого счетчика, использовавшегося для счета  $\alpha$ -частиц (наполнителем служил воздух при атмосферном давлении). Сравниваются зависимости  $\eta(\theta)$  для счетчиков с плоским катодом и катодом с желобами. Видно, что в последнем случае эффективность не зависит от угла попадания частиц в счетчик до  $\theta = 60^\circ$ . Это происходит из-за более симметричного распределения электрического поля в системе анод (нить) — катод (желоб). При плоском катоде сильнее выражена направленность электрического поля от нити и катоду.

В [91] отмечается, что при регистрации  $\alpha$ -частиц не было обнаружено влияние  $\beta$ -частиц (активность  $^{137}\text{Cs}$ , измеренная по выходу  $\beta$ -излучения,  $3,7 \cdot 10^7$  Бк) и  $\gamma$ -излучения (активность  $^{60}\text{Co}$ , измеренная по выходу  $\gamma$ -излучения,  $1,8 \cdot 10^9$  Бк).

**Временные свойства счетчика.** Одним из недостатков искрового счетчика является большое мертвое время (0,5–1,0 мс), которое определяется временем восстановления напряжения на аноде после искрового пробы, а оно, в свою очередь, зависит от постоянной времени

$R_T C_{сч}$  ( $C_{сч} \approx 10$  пФ). Уменьшение выходного сопротивления  $R_T$  (см. рис. 9.17) приводит к ухудшению счетных характеристик счетчика (укорачивается плато и увеличивается его наклон) и может вызвать возникновение самостоятельного разряда.

Принципиальное ограничение на мертвое время накладывают процессы, происходящие в искровом промежутке. Чтобы не произошел повторный пробой, напряжение на электродах не должно восстанавливаться до того, как плотность носителей в канале искры после предыдущего пробы успеет снизиться ниже критической. Этот процесс и определяет нижний предел мертвого времени многонитевого искрового счетчика (десятки микросекунд).

Важной характеристикой искрового счетчика является время запаздывания между попаданием осколка в счетчик и искровым пробоем  $\tau_3$ , оно определяет временное разрешение счетчика. Значения  $\tau_3$  занесены в табл. 9.4 ( $\tau_3$  определяли для счетчика с плоским катодом).

Искровой счетчик с плоским катодом успешно применяли при исследованиях спонтанно делящихся изомеров [92]. Существенным преимуществом счетчика является большое значение амплитуды импульса при малом времени нарастания импульса  $\tau_\Phi$ . С выхода счетчика можно снять импульсы длительностью 3–5 нс с амплитудой десятки вольт.

### 9.11. Плоскопараллельный лавинный счетчик

Для изучения временных характеристик продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами, в частности для измерения времени пролета осколков деления, применяют плоскопараллельные лавинные счетчики (ППЛС). Такие детекторы отвечают двум основным требованиям [75]: 1) время между прохождением частицы и появлением выходного сигнала с детектора должно быть постоянным; 2) выходной сигнал должен иметь небольшое время нарастания  $\tau_\Phi$  и заметно отличаться от фоновых (шумовых) импульсов аппаратуры, т.е. необходимо, чтобы выполнялось неравенство  $U_c/U_{ш} > 1$ . Оба эти условия определяют временное разрешение ППЛС:

$$W(\tau)_{0,5} = \tau_\Phi U_{ш}/U_c. \quad (9.13)$$

Газонаполненный ППЛС, как правило, представляет собой плоскопараллельный конденсатор, тонкие пластины которого (тонкие металлизированные фольги) монтируются строго параллельно друг другу на расстоянии 1–3 мм (рис. 9.20). Проходящая через чувствительный слой частица создает на своем пути первичные электроны, которые в сильном электрическом поле вызывают ударную ионизацию. Длина дрейфа первичных электронов и электрическое поле между пластинами должны быть постоянными независимо от места попадания час-

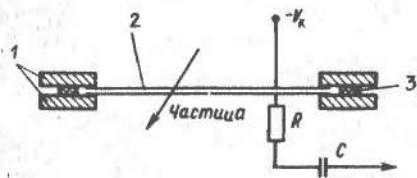


Рис. 9.20. Схема ППЛС:  
1 — рамка; 2 — электроды; 3 — прокладка

тицы на поверхность детектора. Время дрейфа первичных электронов определяет быструю компоненту выходного сигнала счетчика. Счетчик работает в режиме с высоким коэффициентом газового усиления  $K$ , что обеспечивает большую амплитуду выходного сигнала и хорошее отношение  $U_e/U_{ш}$ . Между параллельными электродами создается однородное электрическое поле с высоким значением  $\mathcal{E}/p$ .

Обычно лавинные счетчики эксплуатируют при давлении газа  $(6,67 - 40) \cdot 10^2$  Па (5 - 30 мм рт.ст.),  $\mathcal{E}/p \approx 3,75/(\text{см} \cdot \text{Па}) \approx 500$  В/(см · мм рт.ст.). Следует отметить, что устойчивая вторичная электронная лавина может возникать только в небольшом промежутке между электродами и при низком давлении газа в чувствительном слое счетчика. Лучшими наполнителями счетчика являются газы, содержащие углеводороды: бутан, бутилен, пентан, гептан или пары органических соединений, например, метила, ацетона, причем для стабильной работы счетчика необходимо постоянство давления газа в пределах  $\pm 13,3$  Па ( $\pm 0,1$  мм рт.ст.).

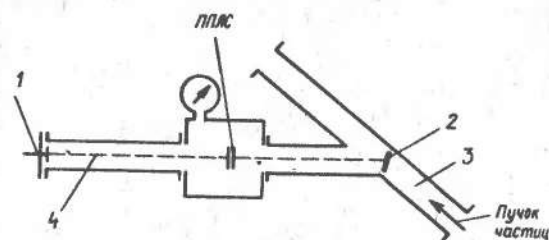
Заряженная частица (осколок), пересекая газовый промежуток, создает, как уже упоминалось, вдоль трека электроны, которые дрейфуют к аноду (собирающему электроду) и формируют на пути дрейфа так называемую таунсендовскую лавину [см. (9.8)].

Время нарастания быстрой электронной компоненты сигнала определяется выражением  $\tau_e = (1/\alpha)/v_e$  [75]. Здесь  $1/\alpha$  — расстояние, на котором формируется лавина электронов. Если принять  $v_e = 5 \cdot 10^6$  см/с,  $\alpha = 100$  см<sup>-1</sup>, то  $\tau_e = 2$  нс. В экспериментах получаются значения  $\tau_e = 1,5 \div 5$  нс в зависимости от размеров счетчика. Более медленная компонента возникает вследствие движения к катоду положительных ионов. Полный заряд  $Q$ , возникающий на электродах, пропорционален дрейфовому пути носителей заряда, и медленная компонента сигнала больше быстрой, так как длина дрейфа электронов определяется значением  $1/\alpha$ , а положительные ионы пересекают почти весь промежуток  $d$  между электродами. Вследствие этого  $Q_i/Q_e \approx d/(1/\alpha) = \alpha d$ , т.е.  $Q_i$  больше  $Q_e$  в  $\alpha d$  раз. На практике для временных измерений быструю электронную компоненту выходного сигнала счетчика отделяют от медленной ионной компоненты подбором постоянной времени входной дифференцирующей цепи (около 50 нс) регистрирующей электронной аппаратуры.

В [93] ППЛС использовался для изучения временного и энергетического спектра рассеянных ионов ксенона. В качестве пластин счетчи-

Рис. 9.21. Схема эксперимента с ППЛС при регистрации ионов  $^{136}\text{Xe}$  и  $\alpha$ -частиц:

1 — кремниевый детектор; 2 — мишень; 3 — ионопровод; 4 — рассеянные частицы



ка применяли тонкие (около 40–50 мкг/см<sup>2</sup>) фольги из формвара. Детектор наполняли насыщенными парами гептана, температура которого поддерживалась постоянной с помощью элемента Пельтье, мишень из золота толщиной около 100 мкг/см<sup>2</sup> облучали ионами  $^{136}\text{Xe}$ , ускоренными до энергии 112 МэВ, а также  $\alpha$ -частицами. Упругорассеянные частицы регистрировали ППЛС под углом 20° к направлению пучка (рис. 9.21). При регистрации ионов  $^{136}\text{Xe}$  и  $\alpha$ -частиц при небольшой напряженности электрического поля для ионов ксенона наблюдалось отклонение от экспоненциального роста амплитуды (в отличие от ионов гелия), характерного для уравнения Таунсенда (9.8). Как отмечают авторы [93], этот эффект указывает на влияние пространственного заряда, возникающего вдоль трека регистрируемой частицы. Для  $\alpha$ -частиц, которые обладают меньшей удельной ионизирующей способностью, такое отклонение наблюдается только вблизи искрового порога (рис. 9.22). Вследствие этого отношение амплитуд сигналов для тяжелого иона (осколка) и  $\alpha$ -частицы существенно отличается от отношения их потерь энергии в счетчике ( $\Delta E_{\text{Xe}}/\Delta E_{\alpha} \approx 70$ ). Различие значений  $dE/dx$  для осколков и  $\alpha$ -частиц можно использовать для отделения тяжелых осколков от ионов гелия в ППЛС, когда сигнал от  $\alpha$ -частиц пренебрежимо мал.

На рис. 9.23, а приведен типичный амплитудный спектр, соответствующий потерям энергии  $\Delta E$  в промежутке между электродами счетчика [93]. Типичная амплитуда импульсов для ионов ксенона около 50 мВ с временем нарастания 5 нс. Наилучшее энергетическое разрешение при  $p \geq 2,67 \cdot 10^3$  Па (20 мм рт.ст.) и расстоянии между пластинами  $d = 1,5$  мм составляло  $W(\Delta E)_{0,5}/\Delta E = 15\%$ . Основное ограничение на разрешение накладывали флуктуации носителей заряда при развитии лавины на небольшом участке. На рис. 9.23, б показан полученный в той же работе временной спектр, измеренный с помощью двух идентичных ППЛС, один из которых служит отметчиком времени, при регистрации ионов  $^{136}\text{Xe}$ . Временное разрешение составило 0,54 нс. Если вычест разрешение электронной аппаратуры, то  $W(\tau)_{0,5}$  для одного счетчика будет равняться 370 пс.

В [94] описан ППЛС с размерами чувствительной области  $1,6 \times 2,5$  см. Расстояние между электродами  $d = 3$  мм, наполнение парами ацетона при давлении  $2 \cdot 10^3$  Па (15 мм рт.ст.). Счетчик показал временное

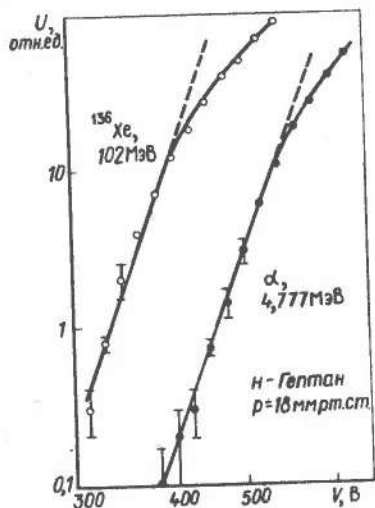
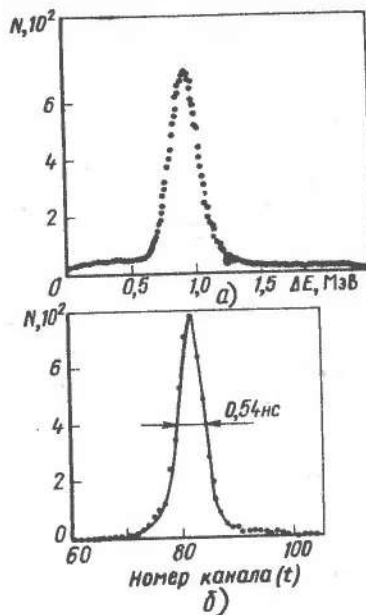


Рис. 9.22. Зависимость амплитуды импульсов в ППЛС от приложенного напряжения между анодом и катодом

Рис. 9.23. Амплитудный  $\Delta E$  (а) и временной (б) спектры упругорассеянных ионов  $^{136}\text{Xe}$



разрешение 500 пс при регистрации осколков спонтанного деления ядер  $^{252}\text{Cf}$ . Энергетическое разрешение составило  $W(\Delta E)_{0,5}/\Delta E \approx 20\%$ . Другой счетчик с размерами чувствительной поверхности  $2 \times 26$  см и расстоянием между электродами 1 мм при регистрации тяжелых ионов имел временное разрешение 160 пс. Счетчик наполнили парами изобутилена при  $1,33 \cdot 10^3$  Па (10 мм рт.ст.).

В [95] описаны принцип действия, конструкция и газовое обеспечение трансмиссионного (прозрачного для частиц) ППЛС с площадью чувствительной поверхности 11 см<sup>2</sup>. Собственное временное разрешение такого счетчика, полученное при регистрации  $\alpha$ -частиц, составило 475 пс. В экспериментах с тяжелыми ионами успешно находят применение счетчики с площадью чувствительной поверхности несколько сот квадратных сантиметров [75]. В [96] описан ППЛС для регистрации осколков деления под действием протонов.

Лавинные счетчики обладают высокой скоростью счета. Их преимущества — хорошее временное разрешение, практически 100%-ная эффективность регистрации, простота конструкции и нечувствительность к радиационным повреждениям — делают их удобными для проведе-

ния времяпролетных измерений. В сочетании, например, с ИИК или полупроводниковыми детекторами, обладающими высоким энергетическим разрешением, ППЛС можно использовать для измерения двумерных спектров (время — энергия), из которых определяют массовое распределение осколков на основе регистрации времени пролета и остаточной энергии продуктов деления ядер. Лавинные счетчики можно использовать в качестве  $\Delta E$ -детекторов. Ограничением является разброс энергий частиц при прохождении входных окон счетчика.

ППЛС можно использовать и как позиционно-чувствительные детекторы. Здесь возможно несколько вариантов. Например, между электродами счетчика размещают сетку из тонких проволочек, на которую подают половину потенциала катода, чтобы свести к минимуму возмущения однородного электрического поля между катодом и анодом. При прохождении частицы в определенной точке сетки индуцируется заряд, зная который, можно с помощью электронных методов найти координаты частицы [75]. Для этого используют также счетчик с катодом, изготовленным из узких металлических полосок, на которых индуцируется заряд при регистрации частицы. Методом интерполяции можно определить место прохождения частицы с погрешностью около 0,5 мм. Расстояние между полосками делают как можно меньше (примерно 0,3 мм), иначе искажается однородность электрического поля между катодом и анодом, при этом ухудшается временное разрешение счетчика.

## Глава 10

### ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

#### 10.1. Принцип работы полупроводниковых детекторов

Для регистрации и спектрометрии осколков деления широко применяют полупроводниковые детекторы (ППД). Создание высокостабильной и малошумящей электронной аппаратуры, внедрение в физический эксперимент многоканальных амплитудных анализаторов и многомерного анализа импульсов с помощью ЭВМ позволяют реализовать основные преимущества детекторов: высокую эффективность счета (близкую к 100%), хорошие энергетическое и временное разрешения. ППД не требуют высоковольтных источников питания, они компактны и сравнительно просты в обращении. Подробное изложение теории, принципов работы и характеристик ППД можно найти в [59]. Принцип действия ППД подобен принципу действия ионизационной камеры. Заряженная частица (осколок деления) на своем пути в кристалле с низкой собственной проводимостью создает пары носителей зарядов (электронно-дырочные пары), которые разделяются электрическим полем и собираются на электродах счетчика. Возникающий во