

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Н.К. Рыжакова

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ЕЁ ПРИЛОЖЕНИЯ

Учебное пособие

2-е издание

Издательство
Томского политехнического университета
2008

УДК 539.1(075.8)

ББК 22.383я73

Р93

Рыжакова Н.К.

Р93 Ядерная физика и её приложения: учебное пособие / Н.К. Рыжакова. – 2-е изд. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 276 с.

ISBN 5-98298-271-7

В учебном пособии рассмотрены основные понятия ядерной физики, свойства ядер, их превращения, а также некоторые вопросы прикладной ядерной физики.

Пособие разработано в рамках реализации Инновационной образовательной программы ТПУ по направлению «Атомная энергетика, ядерный топливный цикл, безопасное обращение с радиоактивными отходами и отработанным ядерным топливом, обеспечение безопасности и противодействие терроризму» и предназначено для студентов и магистрантов, изучающих ядерную физику и её приложения в области науки, техники, энергетики, медицины, экологии.

УДК 539.1(075.8)

ББК 22.383я73

Рецензенты

Доктор физико-математических наук,
профессор ГТУ «Московский институт стали и сплавов»
А.М. Кольчужкин

Доктор физико-математических наук,
профессор Челябинского государственного университета
А.П. Яловец

ISBN 5-98298-271-7

© Рыжакова Н.К., 2008

© Томский политехнический университет, 2008

© Оформление. Издательство Томского
политехнического университета, 2008

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	7
ВВЕДЕНИЕ	8
ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ	10
1.1. Вводные сведения о ядре	10
1.2. Масштабы физических величин в ядерной физике. Единицы измерения	12
1.3. Виды взаимодействия. Потенциальная энергия частиц, взаимодействующих с ядрами	13
1.4. Законы сохранения в ядерной физике. Энергия реакции	16
1.5. Эффективные сечения	18
Упражнения и контрольные вопросы	24
Задачи	25
ГЛАВА 2. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕР	26
2.1. Энергия связи ядер. Энергия реакции деления и синтеза ядер	26
2.2. Полуэмпирическая формула для энергии связи ядра. Бета-устойчивость ядер	29
2.3. Размеры ядер	32
2.3.1. Определение размеров ядер в опытах по рассеянию тяжёлых заряженных частиц	33
2.3.2. Определение размеров ядер в опытах по взаимодействию нейтронов с ядрами	35
2.3.3. Опыты по рассеянию быстрых электронов на ядрах	36
2.3.4. Заключение	39
2.4. Механические моменты ядерных частиц. Ядерные спины	40
2.5. Магнитные моменты нуклонов и ядер	43
2.6. Методы определения спинов и магнитных моментов ядер	47
2.6.1. Тонкое расщепление	47
2.6.2. Сверхтонкое расщепление	48
2.6.3. Атом во внешнем магнитном поле	50
2.6.4. Ядерный магнитный резонанс	52
2.6.5. Модель Шмидта	55

2.7. Электрические моменты ядер. Форма ядра	59
2.7.1. Энергия электростатического взаимодействия ядра и электронной оболочки	59
2.7.2. Дипольный электрический момент ядра	61
2.7.3. Квадрупольный электрический момент ядра. Форма ядра	61
2.8. Чётность. Законы сохранения чётности и механического момента	65
2.9. Изоспин	68
Упражнения и контрольные вопросы	71
Задачи	73
ГЛАВА 3. РАДИОАКТИВНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЯДЕР	75
3.1. Виды радиоактивности и радиоактивные семейства	75
3.2. Законы сохранения в радиоактивных распадах. Энергетические диаграммы	79
3.3. Законы радиоактивных распадов	81
3.4. Основные методы определения периодов полураспада	86
3.5. Альфа-распад	89
3.5.1. Основные экспериментальные результаты по альфу-распаду	89
3.5.2. Энергетическое рассмотрение альфа-распада. Спектры альфа-частиц	89
3.5.3. Механизм альфа-распада. Элементарная теория альфа-распада	92
3.6. Бета-радиоактивность	96
3.6.1. Виды и энергетические условия бета-распадов	96
3.6.2. Энергетический спектр бета-частиц. Гипотеза нейтрино	99
3.6.3. Опыты по обнаружению нейтрино	103
3.6.4. Элементарная теория β -распада	107
3.6.5. График Кюри. Сравнительный период полураспада	111
3.6.6. Несохранение чётности при β -распадах	115
3.7. Переходы ядер из возбуждённых состояний	116
3.7.1. Гамма-излучение ядер	117
3.7.2. Ядерная изомерия	120
3.7.3. Внутренняя конверсия электронов	122
3.7.4. Парная конверсия	124
Упражнения и контрольные вопросы	125
Задачи	126
ГЛАВА 4. ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО	128
4.1. Вводные замечания	128
4.2. Прохождение тяжёлых заряженных частиц через вещество	129
4.3. Прохождение лёгких заряженных частиц через вещество	135
4.4. Прохождение γ -квантов через вещество	138
4.4.1. Фотоэффект	138

4.4.2. Комптоновское рассеяние	140
4.4.3. Образование электронно-позитронных пар	141
4.4.4. Прохождение γ -квантов через толстые мишени	143
4.5. Прохождение нейтронов через вещество (краткие сведения)	146
Упражнения и контрольные вопросы	147
Задачи	148
ГЛАВА 5. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ	150
5.1. Основные определения	150
5.2. Потенциальные барьеры	152
5.3. Выход ядерной реакции	158
5.4. Составное ядро	160
5.4.1. Энергия возбуждения составного ядра. Порог эндонергетической реакции	160
5.4.2. Сечения ядерных реакций через составное ядро	164
5.5. Ядерные реакции под действием нейтронов	165
5.5.1. Упругое рассеяние нейтронов	166
5.5.2. Радиационный захват	169
5.5.3. Неупругое рассеяние нейтронов	171
5.5.4. Реакции с образованием заряженных частиц и множественного числа частиц	171
5.6. Ядерные реакции под действием заряженных частиц	172
5.6.1. Ядерные реакции под действием α -частиц	173
5.6.2. Ядерные реакции под действием протонов	174
5.7. Фотоядерные реакции.	175
Упражнения и контрольные вопросы	177
Задачи	178
ГЛАВА 6. РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ	179
6.1. Основные свойства реакции деления	179
6.2. Продукты реакции деления и их основные свойства	181
6.3. Энергетическое рассмотрение и механизм деления	183
Упражнения и контрольные вопросы	187
Задачи	187
ГЛАВА 7. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В МЕДИЦИНЕ	188
7.1. Физические основы лучевой терапии	188
7.2. Радиометрическая диагностика	193
7.3. Позитронная эмиссионная томография	197
7.4. ЯМР-диагностика в медицине	200
7.5. Способы производства радионуклидов для ядерной медицины и области их применения	201

7.6. Закон накопления радионуклидов при облучении	206
Упражнения и контрольные вопросы	209
Задачи	209
ГЛАВА 8. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ТЕХНИКЕ	212
8.1. Ядерная энергетика	212
8.1.1. Возможные источники ядерной энергии	212
8.1.2. Цепная реакция деления. Ядерные реакторы	212
8.1.3. Термоядерный синтез	218
8.1.4. Аккумуляторы на основе радиоактивных источников	223
8.2. Ядерно-физические методы анализа	225
8.2.1. Радиометрия	225
8.2.2. Активационный анализ	227
8.2.3. ЯМР-спектроскопия	231
8.2.4. Мессбауэровская спектроскопия	232
8.3. Изотопная геохронология и радиоуглеродный метод	235
8.4. Метод «меченых» атомов	238
8.5. Ядерно-физические методы поиска полезных ископаемых	240
8.5.1. Радиометрическая разведка	240
8.5.2. Радиоактивный каротаж скважин	244
Упражнения и контрольные вопросы	244
Задачи	245
ГЛАВА 9. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ЭКОЛОГИИ	248
9.1. Естественные и техногенные источники радиации	248
9.2. Современные технологии утилизации высокоактивных отходов ядерной промышленности	252
9.2.1. Основные положения трансмутации	255
9.2.2. Трёхпучковая концепция трансмутации	258
ПРИЛОЖЕНИЕ 1	260
ПРИЛОЖЕНИЕ 2	265
ПРИЛОЖЕНИЕ 3	267
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	274

ПРЕДИСЛОВИЕ

В основу данного учебного пособия положены курсы лекций по ядерной и прикладной ядерной физике, которые автор читает студентам и магистрантам Томского политехнического университета.

Пособие состоит из девяти глав и трёх приложений. В пяти главах излагаются традиционные для ядерной физики вопросы: основные понятия ядерной физики (гл. 1); свойства ядер (гл. 2); явление радиоактивности (гл. 3); ядерные реакции (гл. 5), в том числе реакция деления (гл. 6). В четвертой главе рассматриваются основные закономерности прохождения излучения через вещество. Последние три главы посвящены достаточно широкому кругу вопросов бурно развивающейся прикладной ядерной физики в области медицины, энергетики, методов анализа, геофизики, археологии, экологии и т. д. Существующие на эту тему издания являются, как правило, монографиями, предназначенными для ученых и инженеров, специализирующихся в той или иной отрасли прикладных знаний. К тому же изучение такого материала требует большого труда и прочных знаний ядерной физики.

В конце каждой главы приведены списки контрольных вопросов, упражнения и задачи. В приложении 1 представлен обширный перечень радионуклидов, получаемых на ускорителях заряженных частиц, некоторые их ядерно-физические свойства и ядерные реакции, приводящие к их образованию. В приложении 2 даны краткие сведения о системе центра масс, которая часто используется при рассмотрении столкновений частиц. Необходимые при решении задач ядерно-физические константы и другие справочные данные приведены в приложении 3. В конце книги имеется список используемой литературы.

Изучение материала, изложенного в учебном пособии, предполагает наличие знаний общей и атомной физики, математики и общих представлений квантовой механики.

ВВЕДЕНИЕ

Ядерная физика – наука о строении, превращениях и свойствах ядер. Эта дисциплина является одной из фундаментальных в современном естествознании. Объектами изучения ядерной физики являются ядра, нуклоны и другие частицы – представители микромира, мира странного, непривычного и во многом непонятного. Особые трудности в осмыслении явлений и фактов микромира обусловлены корпускулярно-волновым дуализмом микрочастиц: в зависимости от условий опыта частицы проявляют либо корпускулярные, либо волновые свойства. Под условиями опыта в данном случае понимается соотношение между длиной волны де Бройля частицы λ и характерными размерами области d , где происходит её движение и (или) взаимодействие. Волновые свойства частицы проявляются при условии, когда длина волны де Бройля λ сопоставима или больше размеров области d , что характерно для связанных состояний микрочастиц – электронов в атоме и нуклонов в ядре. Свободные микрочастицы, для которых $\lambda \ll d$, ведут себя, как корпускулы.

Двойственная природа микрочастиц обуславливает существование двух подходов в описании их движения – классической и квантовой механики. Классическая механика основана на дифференциальных уравнениях, связывающих ускорения с действующими на частицы силами (уравнения Ньютона, Лагранжа, Гамильтона). При известных силах (или ускорениях) и начальных условиях для координаты и скорости можно получить закон движения, позволяющий определить все механические характеристики движения в любой момент времени t . В наиболее традиционной формулировке законом движения называют функцию $\vec{r}(t)$, которую находят пу-

тём интегрирования уравнения Ньютона $m \frac{d^2}{dt^2} \vec{r} = \vec{F}$. Очевидно, классическая механика используется при описании движения микрочастиц, проявляющих корпускулярные свойства.

Квантовая механика описывает движение микрочастиц, проявляющих в опыте волновые свойства. Она основана на уравнении Шрёдингера, из которого при известной потенциальной энергии частицы находят волновую функцию $\psi(\vec{r})$. Физический смысл имеет квадрат модуля

волновой функции $|\psi(\vec{r})|^2$, который определяет вероятность обнаружения частицы в единице объёма, выделенного в окрестности точки \vec{r} , т. е. плотность вероятности. Стационарное уравнение Шрёдингера, которое используется при решении многих квантово-механических задач, является дифференциальным по координатам уравнением второго порядка, постоянные интегрирования которого находят с учётом физического смысла волновой функции – она должна быть непрерывной, ограниченной и однозначной во всей области пространства, где может находиться частица.

Важным следствием свойств волновых функций является дискретность физических величин, определяющих состояние квантовых частиц: энергию и механический момент. Необходимо отметить, что у классических частиц физические величины изменяются непрерывным образом. Кроме того, если движение классических частиц является строго детерминированным и характеризуется траекторией, то поведение квантовых частиц имеет случайный характер¹, а понятие траектории вообще не имеет смысла. Обе механики – классическая и квантовая – являются точными науками, взаимно дополняющими друг друга и отражающими корпускулярно-волновой дуализм микрочастиц.

Начинающим изучать ядерную физику нужно помнить о том, что ядерные частицы с кинетическими энергиями $T \gtrsim mc^2$ (mc^2 – энергия покоя частицы) имеют скорости, близкие к скорости света, поэтому при описании их движения необходимо пользоваться релятивистскими формулами.

¹ Следует отметить, что вероятностное поведение микрочастиц не нарушает причинно-следственных связей в микромире.

Глава 1

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

1.1. Вводные сведения о ядре

Ядро является составной частью атома, в которой сосредоточена почти вся его масса. Существование положительно заряженного ядра было обнаружено Резерфордом и его сотрудниками в 1906–1912 гг. при исследовании упругого рассеяния α -частиц в тонких металлических фольгах (α -частицами называют ядра гелия, испускаемые радиоактивными ядрами). В этих опытах было доказано, что размеры даже таких тяжёлых ядер, как золото и платина, меньше чем $2 \cdot 10^{-12}$ см, т. е. приблизительно на четыре порядка меньше размеров атома ($10^{-9} \dots 10^{-8}$ см).

В 1919 г. в тех же самых опытах по рассеянию α -частиц в азоте Резерфорд обнаружил, что составной частью ядер являются ядра водорода, которые были названы *протонами*. Впоследствии (в 1930–1932 гг.) была открыта ещё одна частица, которая также входит в состав ядер – *нейтрон*. Массы протона $m_p = 1,67265 \cdot 10^{-24}$ г и нейтрона $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-24}$ г примерно одинаковы и почти в 2000 раз превышают массу электрона. Протон имеет положительный заряд, который по абсолютной величине равен заряду электрона, т. е. одному элементарному заряду. Электрический заряд нейтрона равен нулю, что отражено в названии этой частицы. Свойства протонов и нейтронов во многом одинаковы, поэтому они имеют одно общее название – *нуклоны*.

Нуклонам приписываются так называемый *барионный заряд*, равный единице. Барионный заряд электрона и γ -кванта равен нулю.

Атом электрически нейтрален. Следовательно, число протонов в ядре должно равняться числу электронов в атомной оболочке, т. е. *атомному* или *порядковому номеру* Z .

Суммарное количество нейтронов и протонов в ядре обозначается буквой A и называется *массовым числом*. Очевидно, что барионный заряд ядра также равен A . Иногда для обозначения количества нейтронов используют букву N , тогда $A = Z + N$.

Для обозначения ядер обычно используется запись вида X_Z^A , или ${}_Z X^A$, или ${}_Z^A X$, где X – символ химического элемента. Поскольку символ химического элемента однозначно определяет порядковый номер элемента Z , то нижнюю цифру иногда опускают (Al^{27}).

Ядра с одинаковыми значениями Z и разными A называют *изотопами*. Это ядра одного химического элемента, различающиеся количеством нейтронов: U^{235} , U^{236} , U^{238} и т. д. *Изобарами* называются ядра с одинаковыми значениями A и разными Z . Это ядра различных химических элементов с одинаковым количеством нуклонов и, следовательно, близкие по массе: Ar_{18}^{39} , K_{19}^{39} . Иногда используют термин *изотоны* для ядер с одинаковым количеством нейтронов и разными Z (или A).

Существование ядер возможно лишь в ограниченной области значений Z и A (или N). В лёгких ядрах ($Z \leq 20$) число протонов Z и нейтронов N примерно одинаково (He_2^4 , C_6^{12} , O_8^{16} и т. д.). С ростом Z (или A) доля нейтронов увеличивается: $N \approx (1,1 \dots 1,3)Z$ для ядер из середины таблицы Менделеева ($20 \leq Z \leq 50$) и $N \approx (1,4 \dots 1,6)Z$ для тяжёлых ядер ($Z > 50$).

Количественное соотношение между числом протонов и нейтронов для существующих ядер можно представить в виде так называемой дорожки стабильности, изображенной на рис. 1.1.

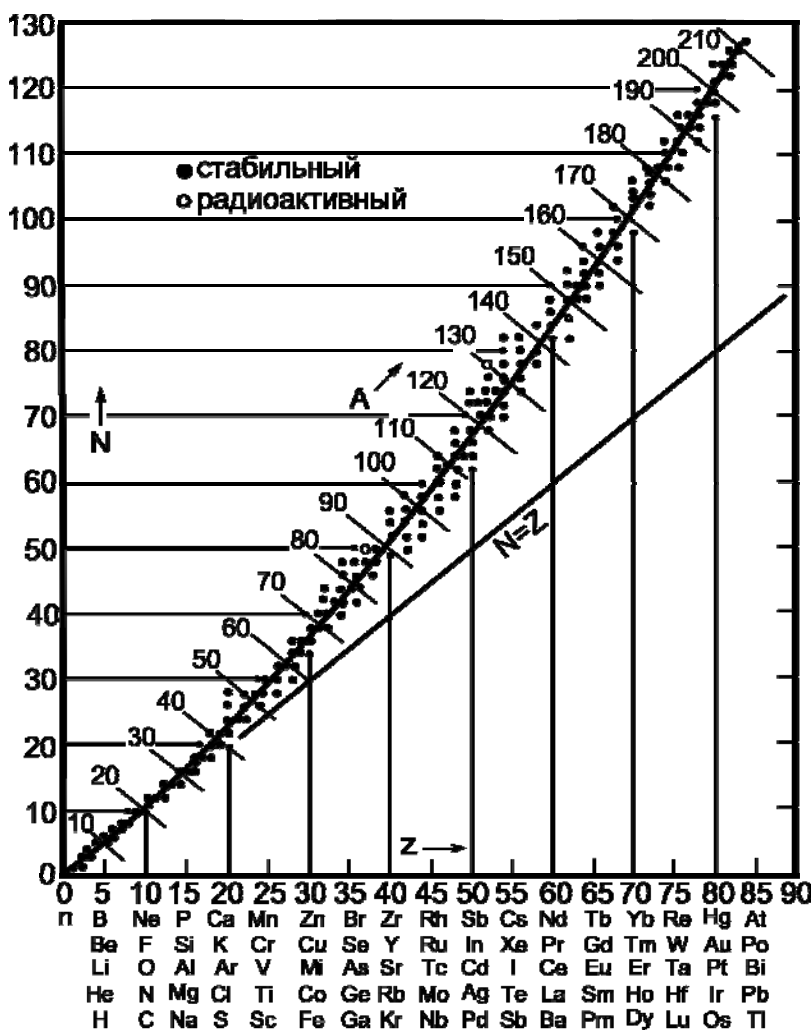


Рис. 1.1. Линия стабильности

Ядра слева от дорожки стабильности имеют избыточное число нейтронов и, как правило, переходят в устойчивое состояние, испуская β^- -частицу (электрон). Ядра справа имеют избыток протонов и для перехода в устойчивое состояние испускают β^+ -частицу (позитрон).

Нуклоны в ядре, как и электроны в атоме, могут быть «упакованы» по-разному². У каждого ядра существует такая «упаковка», при которой его энергия покоя минимальна. Соответствующее состояние называют *основным*. В основном состоянии ядро может существовать сколь угодно долго. В результате каких-либо превращений «упаковка» ядра может измениться, и оно переходит в *возбуждённое* состояние, характеризующееся большей энергией покоя. Возбуждённые ядра неустойчивы, они переходят в основное состояние, испуская γ -квант или другие частицы.

1.2. Масштабы физических величин в ядерной физике. Единицы измерения

В ядерной физике при измерении физических величин часто используют систему CGSE (сантиметр, грамм, секунда, единица заряда CGSE), а также внесистемные единицы. Это обусловлено малостью тех масштабов, которые характерны для ядерной физики – науки, изучающей свойства, структуру и превращения микрочастиц.

Рассмотрим единицы измерения основных физических величин. Начнем с энергии. Обычно энергия микрочастицы измеряется в *электронвольтах* (эВ). Это внесистемная единица, равная энергии, которую приобретает один элементарный заряд при прохождении разности потенциалов в один вольт:

$$1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{эрг} (\text{CGSE}) = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Дж} (\text{СИ}).$$

Энергии порядка нескольких электронвольт характерны для атомной физики, а для ядерной слишком малы. Поэтому используют производные единицы: *килоэлектронвольт* (1 кэВ = 10^3 эВ), *мегаэлектронвольт* (1 МэВ = 10^6 эВ), *гигаэлектронвольт* (1 ГэВ = 10^9 эВ), *тераэлектронвольт* (1 ТэВ = 10^{12} эВ).

Для ядерной физики наиболее характерны энергии порядка нескольких мегаэлектронвольт. В некоторых случаях приходится иметь дело с более низкими (десятки килоэлектронвольт) и высокими (сотни мегаэлектронвольт) энергиями.

В ядерной физике длина обычно измеряется в сантиметрах (система CGSE). Часто используется внесистемная единица – Ферми: $1 \text{Ф} = 10^{-13} \text{см}$. Эта единица удобна тем, что по порядку величины она

² Под «упаковкой» в данном случае понимается структура энергетических состояний электронов в атоме или нуклонов в ядре.

близка к размерам атомных ядер, подобно тому, как применяемая в атомной физике внесистемная единица ангстрем ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$) по порядку величины близка к размерам атомов. Кроме того, ядерные силы, действующие между нуклонами, проявляют себя только на очень малых расстояниях, порядка 10^{-13} см.

Основной единицей времени в физике, в том числе и ядерной, является секунда. Большинство ядерных реакций протекает за очень короткое время, которое можно оценить как время пролета быстрой частицы через ядро: $\tau_{\text{я}} = 2R_{\text{я}}/\nu$. Здесь $R_{\text{я}} = (10^{-13} \dots 10^{-12})$ см – радиус ядра, ν – скорость частицы. Если принять $\nu = 1/3 \cdot c = 10^{10}$ см/с, а $R_{\text{я}} = 5 \cdot 10^{-13}$ см, то $\tau_{\text{я}} = 10^{-22}$ с.

Однако для реакции радиоактивного распада характерные времена могут быть макроскопическими: *секунды, минуты, дни* и даже *миллиарды лет*.

Массы ядер чрезвычайно малы ($10^{-24} \dots 10^{-22}$ г). В качестве единицы массы в ядерной физике часто используется внесистемная единица – атомная единица массы (а.е.м.), равная 1/12 массы изотопа C^{12} :

$$1 \text{ а.е.м.} = 1/12 M_{\text{C}^{12}} = 1,66054 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Массы элементарных частиц в ядерной физике часто измеряются в энергетических единицах, основанных на соотношении Эйнштейна $E = mc^2$:

$$\begin{aligned} 1 \text{ а.е.м.} \cdot c^2 &= (1,66054 \cdot 10^{-24} \text{ г}) \cdot (2,9979 \cdot 10^{10} \text{ см/сек})^2 = \\ &= 1,4924 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} = 931,5 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Использование внесистемных единиц, особенно *а.е.м.* и *МэВ*, создает некоторые затруднения при проведении расчётов. Этих затруднений, связанных с переходом в какую-либо систему единиц, можно избежать, если использовать известные константы:

$$e^2/\hbar c = 1/137; \quad \hbar c/193 \text{ МэВ} = 10^{-13} \text{ см}.$$

Здесь e – элементарный заряд, \hbar – постоянная Планка; $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с} = 6,582 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с}$.

1.3. Виды взаимодействия. Потенциальная энергия частиц, взаимодействующих с ядрами

Известно, что в природе существует 4 вида взаимодействия: *сильное, слабое, электромагнитное и гравитационное*. К концу прошлого столетия были известны и изучены только электромагнитное и гравитационное взаимодействие, закономерности которых объясняли свойства и поведение объектов макромира. Сильное и слабое взаимодействия проявляются на очень малых расстояниях ($10^{-15} \dots 10^{-13}$) см (см. табл. 1.1),

поэтому были обнаружены только в XX в., когда появились приборы и устройства, позволившие наблюдать и изучать объекты микромира.

Сильное взаимодействие испытывают тяжёлые частицы, так называемые *адроны*. Именно наличие сильных взаимодействий (к числу которых относится ядерное взаимодействие, т. е. взаимодействие между нуклонами, нуклонами и ядрами и т. д.) объясняют факт существования ядер как связанных систем нуклонов. Очевидно, ядерное взаимодействие должно иметь характер притяжения, а сила этого взаимодействия должна превышать силу кулоновского отталкивания положительно заряженных протонов, входящих в состав ядра.

Слабое взаимодействие ответственно за распад различных микрочастиц, например, за β -распад ядер.

В табл. 1.1 приведены основные параметры всех типов взаимодействия, в том числе энергия взаимодействия по отношению к сильному при одинаковых условиях опыта (расстояниях, массах и т. д.).

Таблица 1.1

Типы взаимодействия и их основные характеристики

Тип взаимодействия	Источники	Радиус действия, см	Энергия взаимодействия, отн.ед
Сильное, в том числе ядерное	адроны, в том числе нейтроны, протоны, ядра	$\sim 10^{-13}$	1
Электромагнитное	заряды	∞	$10^{-3} \dots 10^{-2}$
Слабое	все частицы, кроме γ -квантов	$\sim 10^{-15}$	10^{-15}
Гравитационное	массы	∞	$10^{-40} \dots 10^{-38}$

Из приведённых в таблице данных видно, что гравитационное взаимодействие в ядерной физике можно исключить из рассмотрения (так как массы нуклонов и ядер очень малы). В большинстве случаев можно пренебречь и слабым взаимодействием из-за его малости. Исключением, конечно, является β -радиоактивность ядер.

Таким образом, для понимания структуры ядра и многих его свойств достаточно учесть ядерное и электромагнитное взаимодействие. При этом необходимо иметь в виду, что ядерное взаимодействие проявляет себя только на очень малых расстояниях, порядка 10^{-13} см; на больших расстояниях частицы испытывают только электромагнитное взаимодействие. Как правило, это кулоновское отталкивание между ядром и по-

ложительно заряженной частицей, такой, например, как протон или α -частица. На меньших расстояниях можно пренебречь кулоновским взаимодействием, которое на 2...3 порядка слабее ядерного.

В классической механике взаимодействие между частицами описывается с помощью таких важных физических величин, как сила \vec{F} и потенциальная энергия V , которые входят в уравнения движения. Эти величины связаны между собой известным соотношением³:

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}V, \quad \text{где} \quad \vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (1.1)$$

Свойства и структура ядра, как составной микрочастицы, могут быть описаны на языке квантовой механики, основанной на волновом уравнении Шрёдингера. В волновое уравнение в явном виде входит потенциальная энергия, поэтому при описании таких квантовомеханических систем, как ядра, основной интерес представляет зависимость потенциальной энергии от тех или иных переменных и, в первую очередь, от расстояния между частицами.

Формулы для энергии кулоновского взаимодействия между частицами хорошо известны. Так, для двух точечных зарядов q_1 и q_2 , $V_{\text{кул}}(r) = q_1 q_2 / r$ (в системе CGSE), где r – расстояние между зарядами.

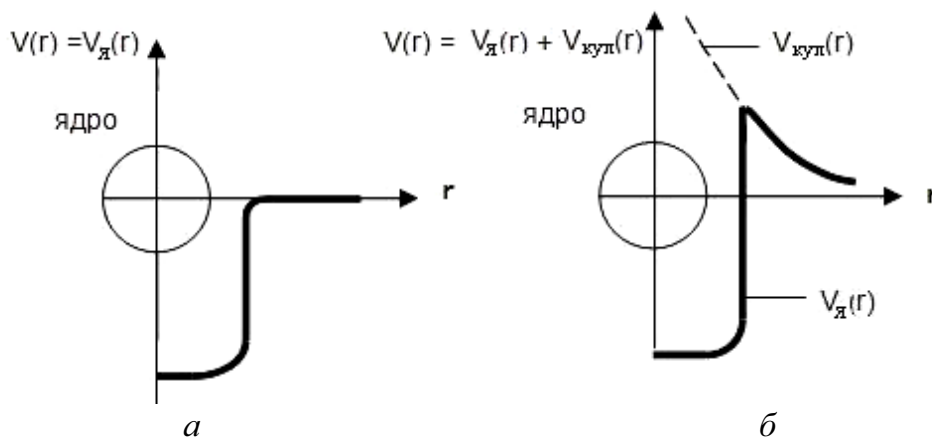


Рис. 1.2. Качественный вид потенциальной энергии взаимодействия нейтрона с ядром (а) и положительно заряженного адрона, например, протона или α -частицы с ядром (б) в зависимости от расстояния между ядром и частицей

Ядерное взаимодействие между нуклонами в ядре также может быть описано с помощью потенциальной энергии V_n , которая в общем случае зависит от многих переменных и имеет довольно сложный вид.

³ Данное соотношение выполняется для консервативных сил.

Однако для описания и понимания многих свойств ядер достаточно представлять, как качественно меняется потенциальная энергия ядерного взаимодействия частиц в зависимости от расстояния между ними. Такие представления можно получить из самых общих соображений, касающихся характера действующих между нуклонами ядерных сил. Это, как мы уже отмечали, силы притяжения. В таком случае, если за нуль потенциальной энергии взять энергию частиц на бесконечно большом расстоянии друг от друга, из соотношения (1.1) следует, что при расстояниях между частицами порядка радиуса действия ядерных сил ($\sim 10^{-13}$ см) и меньше, потенциальная энергия должна быть убывающей функцией. Другими словами, в области действия ядерных сил притяжения зависимость $V_{\text{я}}(r)$ имеет форму потенциальной ямы, характеризующейся отрицательными значениями потенциальной энергии.

На рис. 1.2, *а* изображена качественная зависимость потенциальной энергии для нейтрона, испытывающего, в силу своей нейтральности, только ядерное притяжение в столкновениях с ядрами. При взаимодействии положительно заряженных частиц (протонов, α -частиц и т. д.) с ядрами кулоновское отталкивание ($V_{\text{кул}} > 0$) и ядерное притяжение ($V_{\text{я}} < 0$) приводит к возникновению потенциального барьера вблизи ядра (рис. 1.2, *б*).

1.4. Законы сохранения в ядерной физике. Энергия реакции

Ядерная физика имеет дело с объектами, недоступными визуальному наблюдению. Одним из основных методов изучения таких объектов является исследование их столкновений, т. е. ядерных реакций. Экспериментально установлено, что в ядерных реакциях выполняются законы сохранения. Суть каждого закона сохранения состоит в том, что определенная физическая величина изолированной системы частиц должна быть одинаковой до и после столкновения. Это требование накладывает ограничения, или, как их называют, запреты, на протекание некоторых ядерных реакций и значения физических величин для продуктов реакции.

В ядерной физике действует целый ряд как точных, так и приближенных законов сохранения. Перечислим основные из них, которые являются точными и наиболее часто используются при изучении ядерных превращений.

Начнем с законов сохранения электрического и барионного зарядов. Этими законами обычно пользуются для определения продуктов реакции. Например, если известно, что на ядро X_Z^A падает нейтрон, а после реакции образуется протон, то закон сохранения электрического заряда требует, чтобы электрический заряд (или порядковый номер) об-

разовавшегося ядра был на единицу меньше, а массовое число (барионный заряд) остался неизменным:

$$n_0^1 + X_Z^A \rightarrow p_1^1 + Y_{Z-1}^A.$$

Следует отметить, что для ядерных реакций закон сохранения барионного заряда сводится к сохранению количества нуклонов в реакции.

Особое место в ядерной физике занимают законы сохранения полной энергии и суммарного импульса частиц. Полная энергия участвующих в реакции частиц E , в общем случае, включает в себя энергию покоя этих частиц mc^2 , кинетическую энергию T и потенциальную энергию взаимодействия частиц друг с другом V (внешние силовые поля в ядерной физике, как правило, не рассматриваются).

Потенциальная энергия частиц, обусловленная ядерным и кулоновским взаимодействиями, отлична от нуля только на расстояниях между частицами, не превышающих размеров атома. Это объясняется малым радиусом действия ядерных сил ($\sim 10^{-13}$ см) и нейтральностью атомов, из которых состоят мишени. В опыте измерения энергии частиц осуществляются на гораздо бóльших, макроскопических расстояниях, когда потенциальная энергия равна нулю. Поэтому, при написании законов сохранения полной энергии, частицы можно считать свободными как до, так и после столкновения, учитывая только кинетическую энергию и энергию покоя.

Для наиболее типичной ядерной реакции, когда частица « a » налетает на ядро « A » и в результате реакции получаются частица « b » и ядро « B »: $a + A \rightarrow b + B$, законы сохранения полной энергии и импульса имеют вид

$$E_a + E_A = E_b + E_B; \quad (1.2)$$

$$\vec{P}_a + \vec{P}_A = \vec{P}_b + \vec{P}_B, \quad (1.3)$$

где $E = T + mc^2$ – полная энергия частицы.

Уравнения (1.2), (1.3) можно использовать как систему двух уравнений, из которой могут быть найдены две неизвестные величины. Для этого в уравнениях необходимо перейти либо к энергиям, либо к импульсам, используя известные соотношения:

$T = \sqrt{(P^2 c^2 + m^2 c^4)} - mc^2$, для релятивистских частиц, когда скорость частицы v сопоставима со скоростью света c и $T \gtrsim mc^2$;

$T = \frac{P^2}{2m}$, для нерелятивистских частиц, когда $v \ll c$ и $T \ll mc^2$.

Энергия покоя нейтрона и протона – $m_n c^2 \approx m_p c^2 \approx 940$ МэВ – достаточно большая величина, поэтому эти частицы, как и более тяжёлые (α -частицы, ядра дейтерия d и т. д.), как правило, являются нерелятивист-

скими. Энергия покоя электрона сравнительно мала – $m_e c^2 = 0.511$ МэВ – и электроны, с которыми приходится сталкиваться в ядерной физике (например, β -частицы), зачастую являются релятивистскими.

Запишем закон сохранения полной энергии в виде

$$m_a c^2 + T_a + m_A c^2 + T_A = m_b c^2 + T_b + m_B c^2 + T_B. \quad (1.4)$$

Перенесём все энергии покоя в левую часть равенства, а все кинетические энергии – в правую:

$$(m_a c^2 + m_A c^2) - (m_b c^2 + m_B c^2) = (T_b + T_B) - (T_a + T_A).$$

Обозначим суммарную массу частиц, вступающих в реакцию как $m_{in} = (m_a + m_A)$ и получающихся в результате реакции – $m_{out} = (m_b + m_B)$. Аналогичные обозначения введём для кинетических энергий. Тогда уравнение (1.4) можно записать в виде

$$(m_{in} - m_{out}) \cdot c^2 = Q; \quad (1.5)$$

$$T_{out} - T_{in} = Q, \quad (1.6)$$

где величина Q называется *энергией реакции*. Если $Q > 0$, то реакция называется *экзоэнергетической*. В такой реакции $m_{in} > m_{out}$, т. е. часть массы частиц, вступивших в реакцию, «исчезает», превращаясь, как это следует из формулы (1.6), в кинетическую энергию продуктов реакции. Реакция называется *эндоэнергетической*, если $Q < 0$. В такой реакции, наоборот, масса увеличивается ($m_{in} < m_{out}$) за счёт кинетической энергии частиц, вступающих в реакцию. В реакции упругого рассеяния энергия реакции $Q = 0$, так как в данном случае массы частиц до и после реакции остаются неизменными.

1.5. Эффективные сечения

Как уже отмечалось выше, исследование столкновений частиц является одним из главных методов изучения микромира. Столкновения частиц происходят случайным образом, поэтому некоторые физические величины, описывающие столкновения, имеют смысл вероятности. В первую очередь – это эффективные сечения, которые измеряются в опыте.

Сначала рассмотрим *мысленный опыт*, когда мишенью является одно ядро (рис. 1.3), на которое падает мононаправленный пучок частиц с плотностью потока N_0 ; $[N_0] = \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$.

Детектор, регистрирующий рассеянные после столкновения частицы, может быть установлен под разными углами θ . Число зарегистриро-

ванных в единицу времени частиц $\Delta n_s(\theta)$, очевидно, пропорционально числу упавших частиц N_0 и телесному углу $\Delta\Omega$, который охватывает детектор (любой детектор имеет входное окно конечных размеров):

$$\Delta n_s(\theta) \sim N_0 \Delta\Omega. \quad (1.7)$$

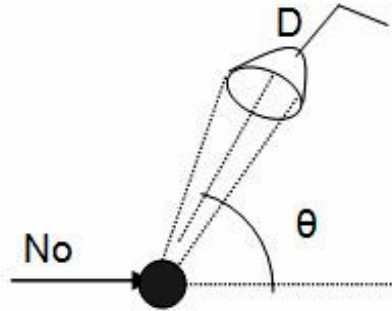


Рис. 1.3. Схема мысленного опыта

Индекс «s» в выражении (1.7) указывает на тип ядерной реакции – рассеяние.

Введём в выражение (1.7) коэффициент пропорциональности

$$\Delta n_s(\theta) = \left(\frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega} \right) N_0 \Delta\Omega, \quad (1.8)$$

где $\frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega}$ – эффективное дифференциальное по углам сечение рассеяния (слово «эффективное» часто опускают). Нетрудно выяснить физический смысл сечения, используя формулу (1.8):

$$\frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega} = \frac{\Delta n_s(\theta)}{N_0} \frac{1}{\Delta\Omega}. \quad (1.9)$$

Согласно выражению (1.9) $\frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega}$ является количественной характеристикой вероятности рассеяния частицы на одном ядре в единицу телесного угла, выделенного вдоль направления θ . Очевидно, что сечение зависит не только от угла рассеяния, но и от сорта взаимодействующих частиц, их энергии и т. д.

В рассмотренном опыте частицы после взаимодействия сортировались по углам рассеяния с помощью детектора. Но существуют детекторы, сортирующие частицы по энергиям. В этом случае используется понятие *дифференциального по энергиям сечения рассеяния* $\frac{d\sigma_s(E)}{dE}$, которое характеризует вероятность того, что после рассеяния

энергия частицы попадет в единичный энергетический интервал, выделенный около значения E .

Если осуществить сортировку рассеянных частиц по углам и по энергиям, то тогда речь пойдёт о дифференциальном по углам и энергиям сечении рассеяния $\frac{d\sigma_s(\theta, E)}{dE d\Omega}$.

Интегрируя сечения по всем возможным углам рассеяния или по всем возможным энергиям рассеянных частиц, получим *полное эффективное сечение рассеяния*:

$$\sigma_s = \int_{4\pi} \frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega} d\Omega = \int \frac{d\sigma_s(E)}{dE} dE. \quad (1.10)$$

Размерности сечений нетрудно установить, используя формулы (1.9), (1.10) и имея в виду, что $[N_0] = \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$, $[\Delta\Omega] = \text{ср}$ и $\Delta n_s = \frac{1}{\text{с}}$, $\left[\frac{d\sigma_s(\theta)}{d\Omega}\right] = \frac{\text{см}^2}{\text{ср}}$, $\left[\frac{d\sigma(E)}{dE}\right] = \frac{\text{см}^2}{\text{ед. энергии}}$, $[\sigma_s] = \text{см}^2$. Из размерности σ_s следует его геометрический смысл как эффективной площади поперечника мишени, на которой происходит рассеяние частиц.

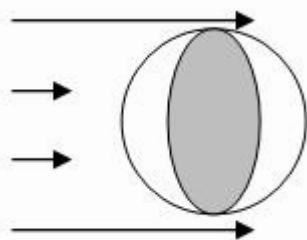


Рис.1.4. Схематичное представление рассеяния нейтральных классических частиц

Для нейтральных классических частиц, испытывающих упругое соударение, сечение совпадает с площадью поперечного сечения мишени (рис. 1.4). Если ядро представить в виде сферы с радиусом $R_{\text{я}} \approx (10^{-13} \dots 10^{-12}) \text{ см}$, то геометрическое сечение $S_{\text{geom}} = \pi R_{\text{я}}^2 \approx (10^{-25} \dots 10^{-24}) \text{ см}^2$.

Поэтому сечения обычно измеряются в *барнах*, $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$.

Следует отметить, что в действительности сечения отличаются, и иногда весьма существенно, от геометрического как в большую, так и в меньшую сторону.

Большие значения сечений ядерных реакций характерны для нейтронов сравнительно низких энергий, когда длина волны де Бройля λ частицы больше характерных размеров ядра $\lambda \gtrsim R_{\text{я}}$, и нейтрон отчетливо проявляет волновые свойства. Для нейтронов с большими энергиями ядро становится частично прозрачным, поэтому нейтронные сечения с ростом энергии уменьшаются. Если взаимодействуют с ядрами заряженные частицы (такие, как α -частица, протон и т. д.), то протеканию ядерных реакций пре-

пятствует кулоновское отталкивание частиц и ядра, и в этом случае сечения ядерных реакций, как правило, меньше геометрических.

Когда на ядро падает частица, то рассеяние – это один из возможных результатов взаимодействия. Частица с ядром может вступать и в другие ядерные реакции, вероятность протекания которых также можно характеризовать соответствующими сечениями: дифференциальными и полными.

Полное эффективное сечение взаимодействия частицы с ядром определяется как сумма полных эффективных сечений всех ядерных реакций, которые могут произойти под действием данного вида частиц на данном ядре:

$$\sigma = \sum_{i=0}^k \sigma_i .$$

Здесь и в дальнейшем индекс i указывает на тип реакции, k – количество всех возможных реакций.

Дифференциальные сечения различных ядерных реакций измеряются в геометрии *тонкой мишени*. Тонкой называют мишень, в которой ядра не «загораживают» друг друга, поэтому каждая частица может испытать с ядром только одно столкновение.

Пусть детектор, используемый в опыте, регистрирует частицы образовавшиеся в результате протекания реакции типа i в зависимости от угла их вылета из мишени (рис. 1.5).

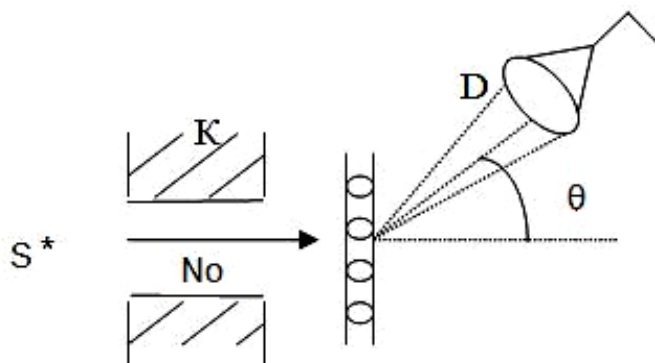


Рис.1.5. Схема опыта в геометрии тонкой мишени:

S – источник частиц; K – коллиматор (устройство, позволяющее выделить частицы с заданным направлением); D – детектор

Очевидно, для расчёта показаний детектора в этом случае нужно правую часть формулы (1.8), записанную для одного ядра, умножить на количество ядер в мишени n :

$$\Delta n_i(\theta) = \frac{d\sigma_i(\theta)}{d\Omega} N_0 \Delta\Omega n. \quad (1.11)$$

При заданной массе образца $m(z)$ число ядер n определяется с помощью числа Авогадро N_A : $n = m \cdot N_A / A$, где A – моль простого вещества в граммах, численно равный массовому числу A . Иногда удобно проводить расчёт на единицу поверхности мишени. В этом случае используется поверхностная плотность ядер мишени n_n , определяемая соотношением:

$$n_n = n_0 \cdot d = \frac{N_A}{A} \cdot \rho d, \quad (1.12)$$

где d – толщина мишени; ρ – плотность вещества мишени; $[n_n] = 1/\text{см}^2$.

Произведение $\rho d = d_m$ называют *массовой толщиной*. Массовые единицы измерения толщин $[d_m] = \text{г}/\text{см}^2$ часто используются в ядерной физике, физике защиты от излучения и т. д. как более удобные в расчётах (см. гл. 4).

Суммируя частицы, вылетающие из мишени под разными углами θ , получим число реакций сорта i в тонкой мишени, в расчёте на единицу площади поверхности мишени:

$$n_i = N_0 n_0 d \int \frac{d\sigma_i(\theta)}{d\Omega} = N_0 n_0 \sigma_i d. \quad (1.13)$$

Очевидно, что в этом случае число всех ядерных реакций в тонкой мишени равно:

$$n_p = N_0 n_0 \sigma \cdot d, \quad (1.14)$$

где σ – полное эффективное сечение взаимодействия частиц с ядрами, которое может быть измерено в геометрии *толстой мишени*. В опыте с толстой мишенью также используется мононаправленный и моноэнергетический пучок частиц (рис. 1.6), а детектор регистрирует частицы, прошедшие мишень без столкновений (также частицы называют первичными).

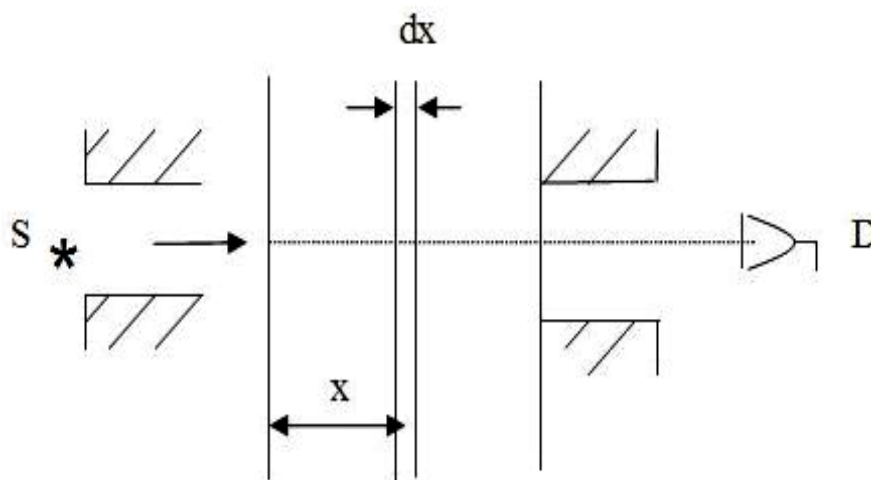


Рис. 1.6. Схема опыта в геометрии толстой мишени

Получим закон, по которому плотность потока первичных частиц $N(x)$ убывает с толщиной мишени в результате протекания каких-либо реакций. Для этого составим дифференциальное уравнение, учитывающее изменение (уменьшение) потока за счёт реакций в тонком слое вещества dx , выделенного на произвольной глубине x :

$$-dN = N(x) n_0 \sigma dx. \quad (1.15)$$

При составлении выражения (1.15) мы воспользовались формулой для числа реакций в тонкой мишени (1.14) с учётом новых обозначений. Поскольку энергия первичной частицы и, следовательно, полное эффективное сечение не меняется с толщиной вещества x (это условие не выполняется для заряженных частиц), то уравнение (1.15) легко интегрируется:

$$N(x) = N_0 \exp(-n_0 \sigma x), \quad (1.16)$$

где N_0 – плотность потока падающих на мишень частиц.

В силу использованного условия ($\sigma = const$), полученная формула применяется, главным образом, для описания прохождения γ -квантов и быстрых нейтронов через вещество. Эти частицы нейтральны, поэтому сравнительно редко испытывают столкновения с атомами и ядрами среды.

Если толщина мишени – d , а показания детектора – $N(d)$, то из формулы (1.16) можно найти полное эффективное сечение взаимодействия:

$$\sigma = \frac{1}{n_0 \cdot d} \cdot \ln \frac{N_0}{N(d)}. \quad (1.17)$$

Число всех ядерных реакций, которые произошли в толстой мишени составляет:

$$n_p = N_0 - N(d) = N_0 [1 - \exp(-n_0 \sigma d)]. \quad (1.18)$$

Если n_p умножить на отношение σ_i/σ , определяющее вероятность протекания реакции по i -каналу, то получим число реакций сорта i для толстой мишени:

$$n_i = N_0 [1 - \exp(-n_0 \sigma d)] \sigma_i / \sigma. \quad (1.19)$$

Пользуясь выражением (1.18) или (1.19), можно в количественном виде записать условие тонкой мишени:

$$n_0 \sigma d \ll 1. \quad (1.20)$$

Действительно, в этом случае экспоненту в формулах (1.18), (1.19) можно разложить в ряд, ограничившись двумя первыми членами разложения: $\exp(-n_0 \sigma d) \approx 1 - n_0 \sigma d$, после чего они переходят в формулы (1.14), (1.13) для тонкой мишени.

Упражнения и контрольные вопросы

1. Классическое описание движения частиц; область применения классической механики.
2. Квантово-механическое описание движения частиц; область применения квантовой механики.
3. Перечислите существующие в природе виды взаимодействия, приведите их основные характеристики.
4. Какие виды взаимодействия учитываются в ядерной физике? Почему?
5. Состав ядер, способы их обозначения. Соотношение между числом нейтронов и протонов в стабильных ядрах. Какие ядра называют изотопами? Изобарами?
6. Приведите единицы измерения энергии и массы в ядерной физике.
7. Какие формы энергии существуют? Напишите формулы для энергии покоя и кинетической энергии (нерелятивистскую и релятивистскую).
8. Какую энергию называют потенциальной? Приведите примеры.
9. Нарисуйте график потенциальной энергии взаимодействия нейтрона с ядром, дайте пояснения.
10. Нарисуйте график потенциальной энергии взаимодействия протона (α -частицы) с ядром, дайте пояснения.
11. Получите формулу для длины волны де Бройля нерелятивистской частицы с кинетической энергией T .
12. Получите формулы для скоростей и импульсов частиц в системе центра масс (см. приложение 2).
13. Сформулируйте основные законы сохранения для ядерных превращений. Почему законы сохранения в ядерной физике играют особую роль?
14. Дайте два определения энергии реакции. Какая реакция называется экзоэнергетической? Эндоэнергетической? Поясните физический смысл выражений: «энергия выделяется», «энергия поглощается». Чему равна энергия реакции упругого рассеяния?
15. Определите продукты реакции $n_0^1 + Al_{13}^{27} \rightarrow p_1^1 + ?$, запишите для нее законы сохранения энергии и импульса и формулу для энергии этой реакции.
16. Поясните физический смысл дифференциального по углу (по энергии, по углу и энергии) сечения рассеяния.
17. Поясните физический и геометрический смысл полного сечения реакции сорта i . Какую величину называют полным эффективным сечением взаимодействия частиц с ядрами?
18. Какую мишень называют тонкой? Какие частицы регистрируются в геометрии тонкой мишени? Какие сечения измеряются в этой геометрии?

19. Какую мишень называют толстой? Какие частицы регистрируются в геометрии толстой мишени? Какие сечения измеряются в этой геометрии?
20. Получите закон ослабления для мононаправленного моноэнергетического пучка нейтральных частиц (нейтронов, γ -квантов).
21. Получите условие тонкой мишени, используя закон ослабления пучка нейтральных частиц.

Задачи

1. Найдите радиус атома водорода, если известно, что электрон вращается вокруг ядра со скоростью $v = 2 \cdot 10^6$ м/с. Определите, кинетическую, потенциальную, полную энергию электрона в атоме водорода.
2. Оцените с помощью соотношения неопределенностей «координата-импульс» неопределенность скорости электрона в атоме водорода, полагая, что размер атома известен. Сравните полученную величину со скоростью электрона на первой боровской орбите данного атома.
3. Получите выражение для длины волны де Бройля λ релятивистской частицы, движущейся с кинетической энергией T . При каких значениях T , ошибка определения λ по нерелятивистской формуле не превышает 1 % для электрона и протона?
4. Нейтрон с кинетической энергией $T = 25$ эВ налетает на покоящийся дейтрон. Определите длины волн де Бройля обеих частиц в системе центра масс.
5. Эффективное сечение поглощения тепловых нейтронов в B^{11} примерно 0,05 барн (81,3 %), а в B^{10} – 4000 барн (18,7 %). Каково среднее эффективное сечение данного процесса в природном боре?
6. Полное эффективное сечение ослабления (поглощения и рассеяния) пучка нейтронов с энергией 1 МэВ в никеле равно 3,5 барн. Каково относительное ослабление пучка этих нейтронов по прохождении ими никелевой фольги толщиной 10^{-4} м? (Плотность никеля 8900 кг/м³; указанное значение σ соответствует природному содержанию различных изотопов никеля).
7. Полное эффективное сечение ослабления нейтронных пучков в природной смеси кадмия составляет 2000 барн. Какую толщину должен иметь слой кадмия, чтобы пропустить к детектору 1 % падающих на него нейтронов? Плотность кадмия 8640 кг/м³.

Глава 2 ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕР

2.1. Энергия связи ядер. Энергия реакции деления и синтеза ядер

Если провести сравнение массы какого-либо ядра $m(A, Z)$ с суммой масс составляющих его нуклонов, то окажется, что для всех без исключения ядер выполняется неравенство:

$$m(A, Z) < [Zm_p + (A - Z)m_n],$$

т. е. масса ядра всегда меньше суммы масс нуклонов, из которых оно состоит. Этот результат вполне понятен. Ядра – очень устойчивые и прочные системы нуклонов, характеризующиеся минимальной энергией покоя. Величина $G_{\text{я}}$ называется *энергией связи ядра* относительно всех составляющих его нуклонов и вычисляется по формуле

$$G_{\text{я}} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m(A, Z)] \cdot c^2. \quad (2.1)$$

Иногда используют понятие *дефекта* массы ядер:

$$\delta = Zm_p,$$

причем $G_{\text{я}} = \delta \cdot c^2$.

Мысленно представим ядерную реакцию, в которой ядро расщепляется на нейтроны и протоны. Тогда $m(A, Z) = m_{\text{in}}$, а $[Zm_p + (A - Z)m_n] = m_{\text{out}}$ и $G_{\text{я}} = -Q$, где Q – энергия реакции по расщеплению ядра на составляющие его нуклоны.

Расщепить ядро можно и на другие составные части. Если количество составных частей или осколков обозначить через n , а массы осколков через m_i , где $i = 1, 2, \dots, n$, то обобщая формулу (2.1) для произвольной совокупности осколков, можно записать:

$$G = \sum_{i=1}^n m_i c^2 - m(A, Z) c^2. \quad (2.2)$$

Ядро будет устойчивым по отношению к некоторой совокупности осколков, если соответствующая энергия связи $G > 0$. В этом случае

$\sum_{i=1}^n m_i > m(A, Z)$, поэтому самопроизвольно такая реакция не пойдёт. На-

пример, энергия связи нейтрона G_n и энергия связи протона G_p

$$G_n = [m_n + m(A-1, Z) - m(A, Z)]c^2,$$

$$G_p = [m_p + m(A-1, Z-1) - m(A, Z)]c^2$$

для всех ядер больше нуля, т. е. ядра не могут самопроизвольно испускать протоны или нейтроны.

Энергия связи α -частицы в ядрах ($m_\alpha \equiv m_{He^4}$), равная:

$$G_\alpha = [m_\alpha + m(A-4, Z-2) - m(A, Z)]c^2,$$

может быть величиной как положительной, так и отрицательной. Очевидно отрицательная энергия связи α -частицы в некотором ядре означает, что данные ядра самопроизвольно испускают α -частицы, т. е. являются α -радиоактивными.

В формулы для энергии связи ядер G и энергии реакции Q входят массы ядер. Однако в справочниках обычно приводятся массы атомов $M(A, Z)$, точнее, их избытки $\Delta(A, Z) = M(A, Z) - A$, а.е.м. Массу большинства ядер, исключая самые лёгкие, измерить опытным путём невозможно, так как для этого пришлось бы «ободратить» электронную оболочку. Поэтому в расчётах соответствующих величин приходится переходить от масс ядер к массам атомов, или к их избыткам. Например, формула (2.1) для энергии связи ядра примет вид:

$$G_{\text{я}} = [ZM_{H^1} + (A-Z)m_n - M(A, Z)]c^2, \quad (2.3)$$

или:

$$G_{\text{я}} = [Z\Delta_{H^1} + (A-Z)\Delta_n - \Delta_{am}(A, Z)] \cdot c^2. \quad (2.4)$$

Здесь

$$m_p + m_e \approx M_{H^1} = (\Delta_{H^1} + 1), \text{ а.е.м.}; \quad m_n = (\Delta_n + 1), \text{ а.е.м.};$$

$$m(A, Z) + Zm_e \approx M_{am}(A, Z) = (\Delta_{am}(A, Z) + A), \text{ а.е.м.}$$

Очевидно, формулы (2.3), (2.4) записаны с точностью до энергии связи электронов в атомах, которые существенно меньше характерных для ядерной физики энергий.

По величине энергии связи ядер можно судить об их прочности. На рис. 2.1 изображена приблизительная кривая зависимости от массового числа A энергии связи на один нуклон $\varepsilon = \frac{G_{\text{я}}}{A}$ или удельной энергии связи.

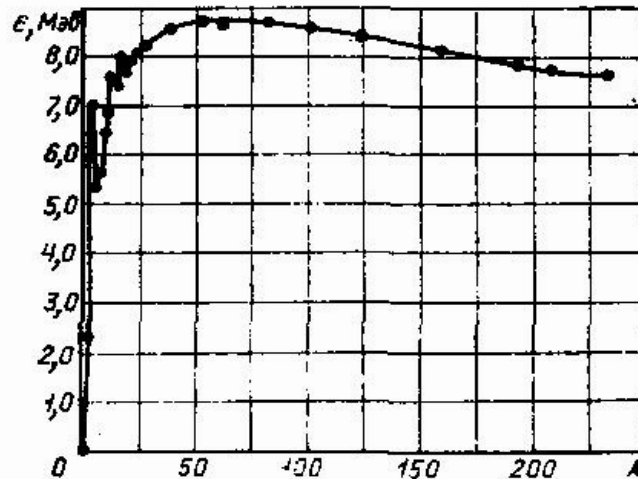


Рис. 2.1. Зависимость удельной энергии связи ядер от массового числа A

Из рисунка видно, что удельная энергия связи ε приблизительно одинакова для всех ядер, исключая лёгкие, и примерно равна 8 МэВ.

Небольшой спад в области тяжёлых ядер объясняется все более заметным вкладом кулоновского отталкивания протонов, энергия которого растёт быстрее ($\sim Z^2$), чем энергия связи ядер ($\sim A$).

В области лёгких ядер удельная энергия связи также падает, так как с уменьшением A возрастает доля нуклонов, расположенных на поверхности ядра и связанных менее прочно, чем нуклоны, находящиеся внутри.

Зависимость удельной энергии связи от A (или Z) в виде кривой с максимумом в области $A \sim (50 \dots 60)$ (так называемый «железный максимум») указывает на два способа извлечения энергии, заключенной в ядре. Это слияние (синтез) лёгких ядер с образованием более тяжёлого ядра и деление тяжёлых ядер на два ядра из середины таблицы Менделеева.

В энергетической выгодности указанных реакций нетрудно убедиться, если в формулах для энергии этих реакций перейти от масс к удельным энергиям связи соответствующих ядер. Например, в реакции деления некоторое ядро с массой m делится на два более лёгких ядра с массами m_1, m_2 . Тогда энергия реакции Q_f , с учётом формулы (2.1), может быть записана в виде

$$Q_f = [m - (m_1 + m_2)]c^2 = G_{я1} + G_{я2} - G_{я} = \varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2 - \varepsilon A = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon), \quad (2.5)$$

где $\bar{\varepsilon} = \frac{A_1 \varepsilon_1 + A_2 \varepsilon_2}{A}$ – средняя удельная энергия связи ядер, образовавшихся

после деления, ε – удельная энергия связи исходного ядра. Если, например, в качестве исходного ядра взять уран с $A \approx 240$ ($\varepsilon \approx 7,8$ МэВ) и считать, что деление происходит на два примерно одинаковых осколка $A_1 \approx A_2 \approx 120$ ($\bar{\varepsilon} \approx 8,6$ МэВ), то выделившаяся энергия $Q_f = 240(8,6 - 7,8) \approx 200$ МэВ.

В реакции синтеза два ядра с массами m_1 и m_2 сливаются в более тяжёлое ядро с массой m . Энергия такой реакции для лёгких ядер, когда образовавшееся ядро имеет бóльшую удельную энергию связи (ε), чем исходные ядра ($\bar{\varepsilon}$), также больше нуля:

$$Q_c = [(m_1 + m_2) - m]c^2 = G_{\text{я}} - G_{\text{я1}} - G_{\text{я2}} = \varepsilon A - \varepsilon_1 A_1 - \varepsilon_2 A_2 = A(\varepsilon - \bar{\varepsilon}) > 0 \quad (2.5')$$

2.2. Полуэмпирическая формула для энергии связи ядра. Бета-устойчивость ядер

Если исключить из рассмотрения самые лёгкие ядра, то, согласно рис. 2.1, энергия связи ядра является плавной функцией количества нуклонов A и количества протонов Z . Это обстоятельство позволило подобрать функцию переменных A и Z , так называемую *полуэмпирическую формулу Вейцекера*, которая с точностью в несколько процентов описывает энергии связи большинства ядер, исключая самые лёгкие:

$$G_{\text{я}}(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4}. \quad (2.6)$$

Здесь α , β , γ , ε , δ – подгоночные коэффициенты, которые имеют следующие численные значения:

$$\alpha = 14,0 \text{ МэВ}; \beta = 13,0 \text{ МэВ}; \gamma = 0,584 \text{ МэВ}; \varepsilon = 19,3 \text{ МэВ};$$

$$\delta = \begin{cases} +33,5 \text{ МэВ, при чётных } Z \text{ и } N (A - \text{чётное}); \\ 0, \text{ при нечётном } A; \\ -33,5 \text{ МэВ, при нечётных } Z \text{ и } N (A - \text{чётное}). \end{cases}$$

Слагаемые в формуле (2.6) в порядке их расположения слева направо имеют название *объёмной* ($W_{\text{объём}}$), *поверхностной* ($W_{\text{нов}}$), *кулоновской энергии* ($W_{\text{кул}}$), *энергии симметрии* ($W_{\text{сим}}$), *энергии спаривания* или *спиновой добавки* ($W_{\text{спин}}$). На рис. 2.2 показан относительный вклад первых четырёх членов, вклад пятого члена несущественен в масштабе рис. 2.2.

Вид первого слагаемого $W_{\text{объём}} = \alpha A$ определяется тем, что для большинства ядер энергия связи в расчёте на один нуклон является примерно одинаковой величиной, поэтому в первом приближении энергия связи ядра $G_{\text{я}}$ пропорциональна количеству нуклонов в ядре. При этом предполагается, что вклад каждого нуклона в энергию связи одинаков. В действительности, это не так. Например, поверхностные нуклоны связаны слабее, чем нуклоны, расположенные внутри ядра. Если представить ядро в виде сферически симметричной капли ядерной «жидкости» с радиусом $R_{\text{я}}$, то вклад поверхностных нуклонов будет пропорционален площади поверхности сферы:

$$W_{\text{нов}} \sim S_{\text{нов}} = 4\pi R_{\text{я}}^2.$$

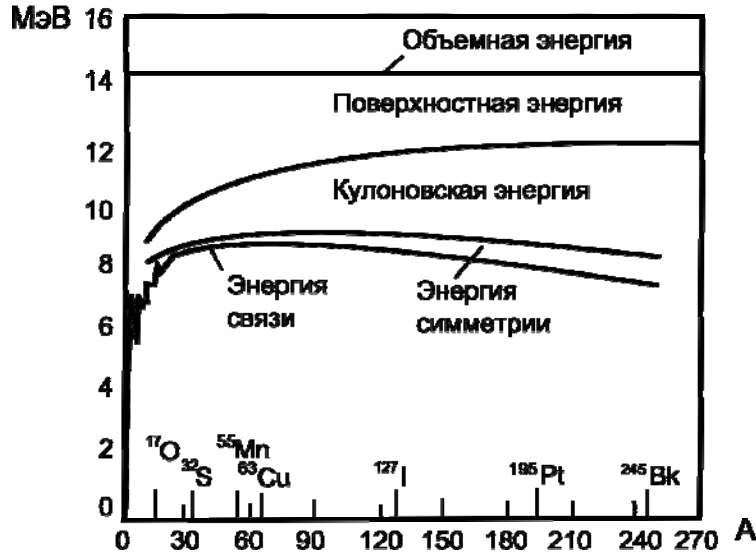


Рис. 2.2. Относительный вклад каждого слагаемого формулы (2.6) в удельную энергию связи

Известно (см. п. 2.3), что размеры ядер описываются эмпирической формулой

$$R_{\text{я}} = r_0 A^{1/3}, \text{ где } r_0 = (1,1 \dots 1,4) 10^{-13} \text{ см.}$$

Тогда $W_{\text{нов}} \sim A^{2/3}$, или, если ввести коэффициент пропорциональности, $W_{\text{нов}} = \beta A^{2/3}$. Следует отметить что, представление о ядре, как о капле ядерной «жидкости», положено в основу одной из основных моделей ядра – *капельной*. Эта модель хорошо описывает многие свойства средних и тяжёлых ядер, которые содержат достаточно большое число нуклонов.

Протоны, входящие в состав ядра, кроме ядерных сил притяжения, испытывают ещё кулоновское отталкивание, что, конечно, ослабляет связь между ними. В простейшем случае, когда ядро представляется как равномерно заряженный по объёму шар радиуса $R_{\text{я}}$, электростатический расчёт энергии кулоновского отталкивания протонов даёт следующий результат:

$$W_{\text{кул}} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R_{\text{я}}} = \frac{3}{5} \left(\frac{e^2}{r_0} \right) \left(\frac{Z^2}{A^{1/3}} \right) = \gamma \left(\frac{Z^2}{A^{1/3}} \right). \quad (2.7)$$

Последние два члена формулы (2.6) нельзя объяснить, используя классические представления и аналогии, как это было сделано для первых трёх слагаемых. Происхождение этих членов обусловлено квантовой природой нуклонов, из которых состоит ядро.

Энергия симметрии $W_{\text{сим}} = \varepsilon(A - 2Z)^2/A$ обращается в нуль для ядер с одинаковым числом нейтронов и протонов. Для лёгких ядер с порядковым номером $Z \leq 20$ это условие определяет область существования устойчивых ядер, обладающих наибольшей энергией связи. Следует отметить, что в более тяжёлых ядрах число нейтронов становится больше

числа протонов. Это объясняется необходимостью компенсировать ядерным притяжением нейтронов быстро возрастающую ($\sim Z^2$) энергию электростатического отталкивания протонов.

Пятый член формулы (2.6) $W_{спин}$ учитывает эффект спаривания нуклонов в ядрах. В данном случае он отражает тот факт, что наибольшей энергией связи обладают ядра, в которых содержится чётное количество нейтронов и чётное количество протонов (так называемые *чётно – чётные ядра*). Для таких ядер $W_{спин} > 0$. Наименее прочными являются ядра, в составе которых имеется по одному неспаренному протону и нейтрону (*нечётно – нечётные ядра*). Для них $W_{спин} < 0$. Промежуточное значение энергии связи ($W_{спин} = 0$) имеют ядра с нечётным числом нуклонов (*нечётно – чётные или чётно – нечётные ядра*).

Формула Вейцекера позволяет рассчитать не только энергии связи ядер, но и их массы:

$$m(A, Z) \cdot c^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n] \cdot c^2 - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \varepsilon \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \delta A^{-3/4}. \quad (2.8)$$

Интересно сравнить близкие по массе ядра-изобары. Разумеется, среди них всегда существует ядро с наименьшей массой и, следовательно, с наибольшей энергией связи. Очевидно, это ядро будет наиболее устойчивым (рис. 2.3).

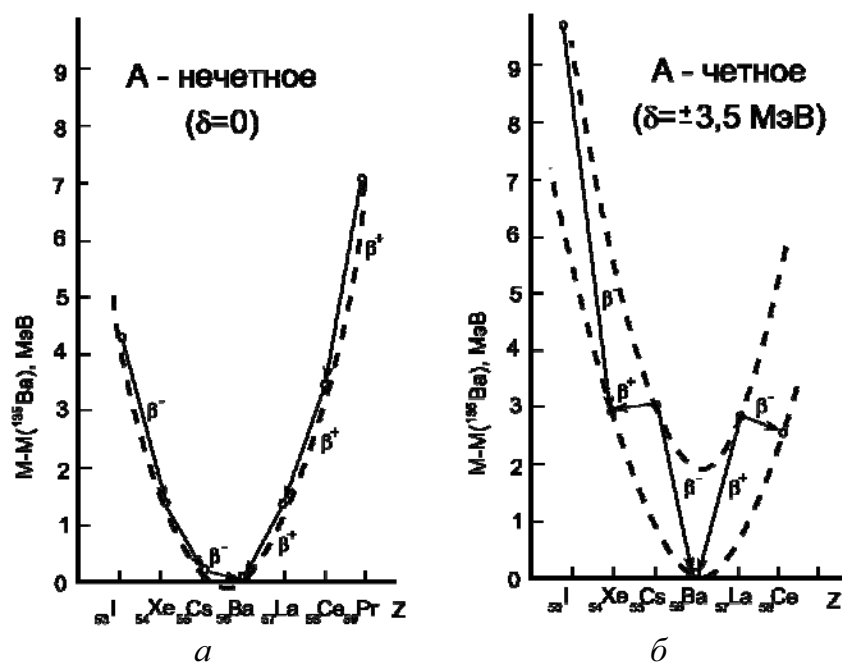


Рис. 2.3. Зависимость массы ядер-изобар от порядкового номера Z :
а) A – нечётное; б) A – чётное

Соседние ядра-изобары с большими массами являются неустойчивыми и путём β -распадов переходят в устойчивое состояние с минимальной массой. Порядковый номер устойчивого ядра можно определить, исследуя на экстремум выражения (2.6) или (2.8) при постоянном A :

$$\left. \frac{\partial G_{\text{я}}(A, Z)}{\partial Z} \right|_{Z=Z_0} = 0; \quad \left. \frac{\partial m(A, Z)}{\partial Z} \right|_{Z=Z_0} = 0.$$

Результат, полученный в том и другом случае, будет практически одинаков.

2.3. Размеры ядер

Из-за малости размеров ядер все методы их «обмера» являются косвенными. Наибольшее распространение получили методы, основанные на измерении дифференциальных по углу сечений рассеяния частиц на ядрах. Для этого обычно используют тяжёлые заряженные частицы, например, α -частицы и протоны, нейтроны и электроны.

Очевидно, зависимость дифференциального по углам сечения определяется многими факторами, в том числе и характерными размерами объекта, на котором происходит рассеяние. С точки зрения интерпретации результатов опытов очень важным является соотношение между размерами объекта (в нашем случае радиусом ядра $R_{\text{я}}$) и длиной волны де Бройля частицы λ .

Длина волны де Бройля определяется энергией E (или импульсом p) и массой частицы m :

$$\vec{P} = \hbar \vec{k}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{1}{\lambda}; \quad E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4},$$

где k – длина волнового вектора \vec{k} , ориентированного вдоль направления движения частиц (волн); λ – приведённая длина волны де Бройля.

Если $\lambda \ll R_{\text{я}}$, то взаимодействие частицы с ядром в большей степени похоже на столкновение двух частиц (рис. 2.4, а). Этот случай характерен для высоких энергий падающих на ядро частиц.



Рис. 2.4. Схематичное изображение столкновения частицы с ядром:
 а) частица проявляет корпускулярные свойства;
 б) частица проявляет волновые свойства

При низких энергиях $\lambda > R_{\text{я}}$, и рассеяние в этом случае удаётся описать, представляя падающую частицу в виде плоской волны (рис. 2.4, б). Такое представление даёт возможность объяснить наличие минимумов и максимумов в дифференциальных по углу сечениях рассеяния, как результат дифракции волн на непрозрачном объекте. Теория дифракции, основанная на принципе Гюйгенса, позволяет оценить угловую ширину центрального дифракционного кольца:

$$\Delta\theta \approx \lambda/R_{\text{я}}.$$

2.3.1. Определение размеров ядер в опытах по рассеянию тяжёлых заряженных частиц

Исторически самыми первыми опытами, в которых удалось дать верхнюю оценку размеров ядер, были классические опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц в тонких металлических фольгах. В опытах использовались такие пластичные металлы, как золото, платина, из которых удавалось изготовить фольги очень малой толщины. Источником α -частиц служили радиоактивные препараты, испускающие частицы с кинетическими энергиями $T_{\alpha} \lesssim 10$ МэВ. Зависимость сечения от угла рассеяния θ , измеренная в опыте, имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_p \sim \frac{1}{\sin^4 \theta/2}.$$

Резерфорду удалось получить эту зависимость аналитически, предположив, что ядро и α -частица являются точечными зарядами, испытывающими кулоновское отталкивание. Используя закон сохранения энергии, нетрудно оценить минимальное расстояние R_E (рис. 2.5), на которое может подойти α -частица к ядру при лобовом соударении:

$$E(\infty) = T_{\alpha} = V_{\text{кул}}(R_E) = \frac{2Ze^2}{R_E}.$$

Отсюда для золота имеем:

$$R_E = \frac{2Ze^2}{T_{\alpha}} = \frac{2 \times 79 \times (4,8 \times 10^{-10})^2}{10^7 (\text{эВ}) \times 1,6 \times 10^{-12} (\text{эрг})} = 2,5 \times 10^{-12} \text{ см.}$$

Очевидно, радиус ядра должен быть меньше значения R_E .

«Почувствовать» размеры ядра можно, увеличив энергию α -частицы настолько, чтобы она могла вплотную подойти к ядру (этот же результат может быть получен при уменьшении заряда ядра мишени Z). Но при таких условиях опыта на α -частицу будут действовать не только

кулоновские, но и ядерные силы. Следовательно, измеренное сечение будет отличаться от Резерфордского $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p$. На рис. 2.6 представлены результаты более поздних опытов по рассеянию α -частиц с энергией 22 МэВ в свинцовой мишени ($Z=82$). Видно, что при углах рассеяния $\theta \geq 90^\circ$ экспериментальное сечение совершенно не согласуется с предположением о кулоновском характере взаимодействия.

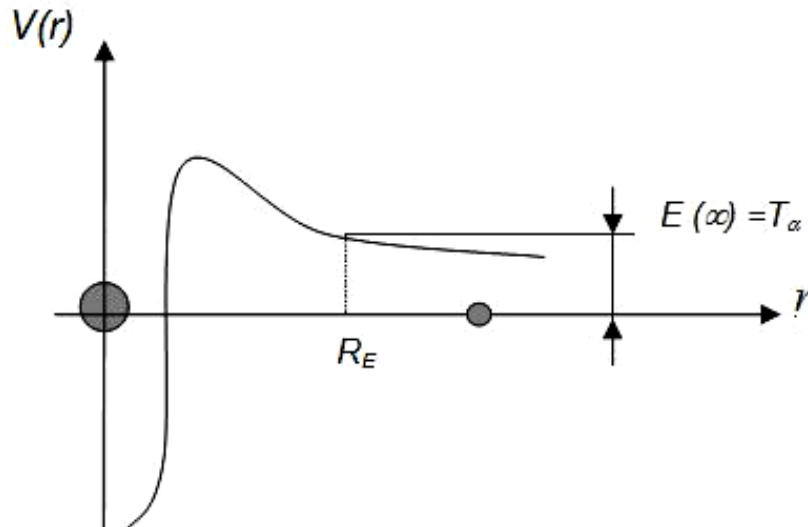


Рис. 2.5. Зависимость потенциальной энергии взаимодействия заряженной частицы с ядром от расстояния

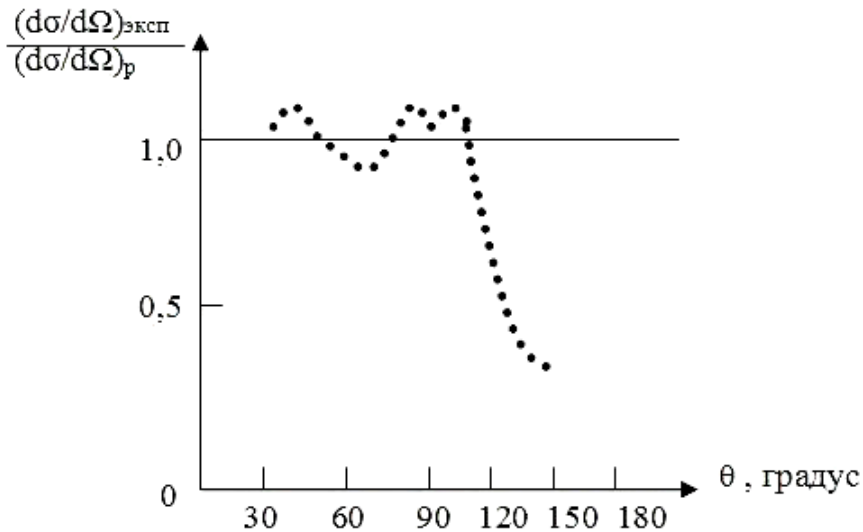


Рис. 2.6. Дифференциальное по углу сечения рассеяния α -частицы с кинетической энергией 22 МэВ в свинцовой мишени

Известно, что в случае движения частицы с зарядом q и кинетической энергией T в центральном поле вида $1/r$ (например, в поле куло-

новских сил) угол рассеяния θ однозначно связан с прицельным параметром b (рис. 2.7):

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{qZe^2}{(2Tb)}$$

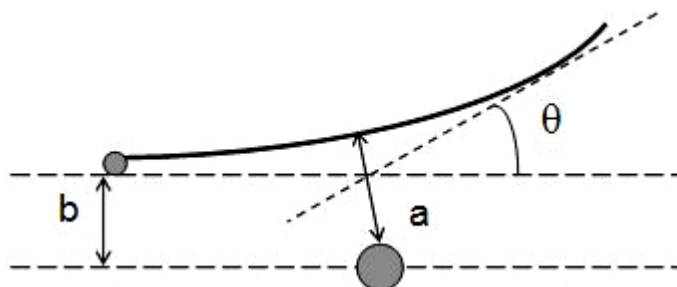


Рис. 2.7. Схематичное изображение рассеяния частицы на ядре

Расчёт для α -частицы с $q=2$ даёт при $\theta \approx 90^\circ$ $b \approx 10 \Phi$. Поскольку радиус действия ядерных сил очень мал и составляет $\sim 1 \Phi$, можно им пренебречь и считать, что найденный прицельный параметр (точнее, соответствующее ему минимальное расстояние a) по порядку величины равен сумме радиусов ядра и α -частицы.

Эксперименты по рассеянию α -частиц на разных ядрах – мишенях позволили установить характер зависимости радиусов ядер от массового числа A :

$$R_{\text{я}} \approx r_0 A^{1/3}, \quad r_0 \approx (1,4 \dots 1,5) \Phi.$$

Из приведённых рассуждений ясно, что анализ результатов по рассеянию α -частиц проводился с учётом корпускулярных свойств взаимодействующих частиц. Это оказалось оправданным, так как для α -частиц с энергией $T_\alpha \approx 10$ МэВ и выше, длина волны де Бройля не превышает 10^{-13} см, т. е. примерно на порядок меньше радиусов ядер, на которых рассеивались α -частицы.

2.3.2. Определение размеров ядер в опытах по взаимодействию нейтронов с ядрами

Анализ результатов этих опытов проще, так как нейтроны испытывают только ядерное взаимодействие. Кроме того, в опытах использовались нейтроны с энергиями (10...20) МэВ, для которых $\lambda \approx R_{\text{я}}$, поэтому измеренное в геометрии тонкой мишени дифференциальное сечение имеет типичный для дифракционного рассеяния вид (рис. 2.8).

Анализ сечений для разных ядер показал, что угловая полуширина центрального «пятна» убывает как $A^{-1/3}$ в соответствии с соотношением:

$$\Delta \theta \approx \hat{\lambda} / R_{\text{я}}.$$

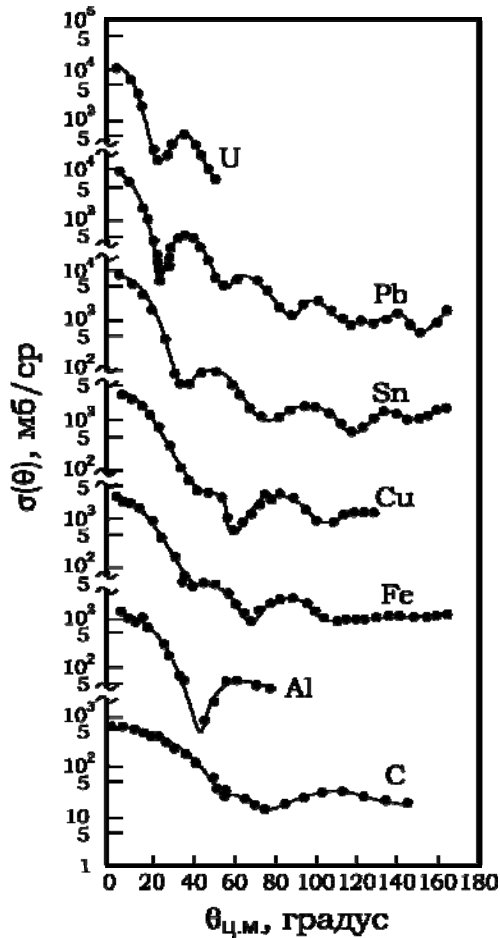


Рис. 2.8. Угловое распределение нейтронов, упруго рассеянных на некоторых ядрах (в системе центра масс)

Для определения размеров ядер с помощью нейтронов можно использовать также закон ослабления моноэнергетического нейтронного пучка при прохождении его через толстую мишень (см. гл. 1):

$$N(d) = N_0 \cdot \exp(-n_0 \sigma d).$$

Здесь σ – полное эффективное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами, которое для энергий в десятки мегаэлектронвольт составляет $\sigma \approx 2\pi R_{\text{я}}^2$. Измеряя при помощи детектора отношение $N(d)/N(0)$, можно найти экспериментальное значение полного сечения σ и, следовательно, радиус ядра $R_{\text{я}}$.

Зависимость размеров ядер от массового числа A , полученная в опытах с нейтронами, имеет тот же самый вид, что и в опытах с тяжёлыми заряженными частицами:

$$R_{\text{я}} \approx r_0 A^{1/3}; r_0 \approx (1,3 \dots 1,4) 10^{-13} \text{ см.}$$

2.3.3. Опыты по рассеянию быстрых электронов на ядрах

Электроны являются наиболее подходящими для определения размеров ядер частицами, так как между электроном и ядром действуют электромагнитные силы, законы которых точно известны. В опытах использовались релятивистские электроны с энергиями в сотни мегаэлектронвольт и выше, для которых:

$$E \approx pc; \lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{E} = \frac{hc}{193 \text{ МэВ}} \cdot \frac{193 \text{ МэВ}}{E} \lesssim 10^{-13} \text{ см.}$$

Для средних и тяжёлых ядер полученные значения на порядок меньше размеров ядра, поэтому электроны в опытах должны проявлять преимущественно корпускулярные свойства. В этом случае эффективное сечение упругого рассеяния электронов на точечном ядре описывается формулой Резерфорда для релятивистского случая. Соответствующая кри-

вая представлена на рис. 2.9, но она проходит далеко от экспериментальных точек, что объясняется отличием ядра от точечной частицы.

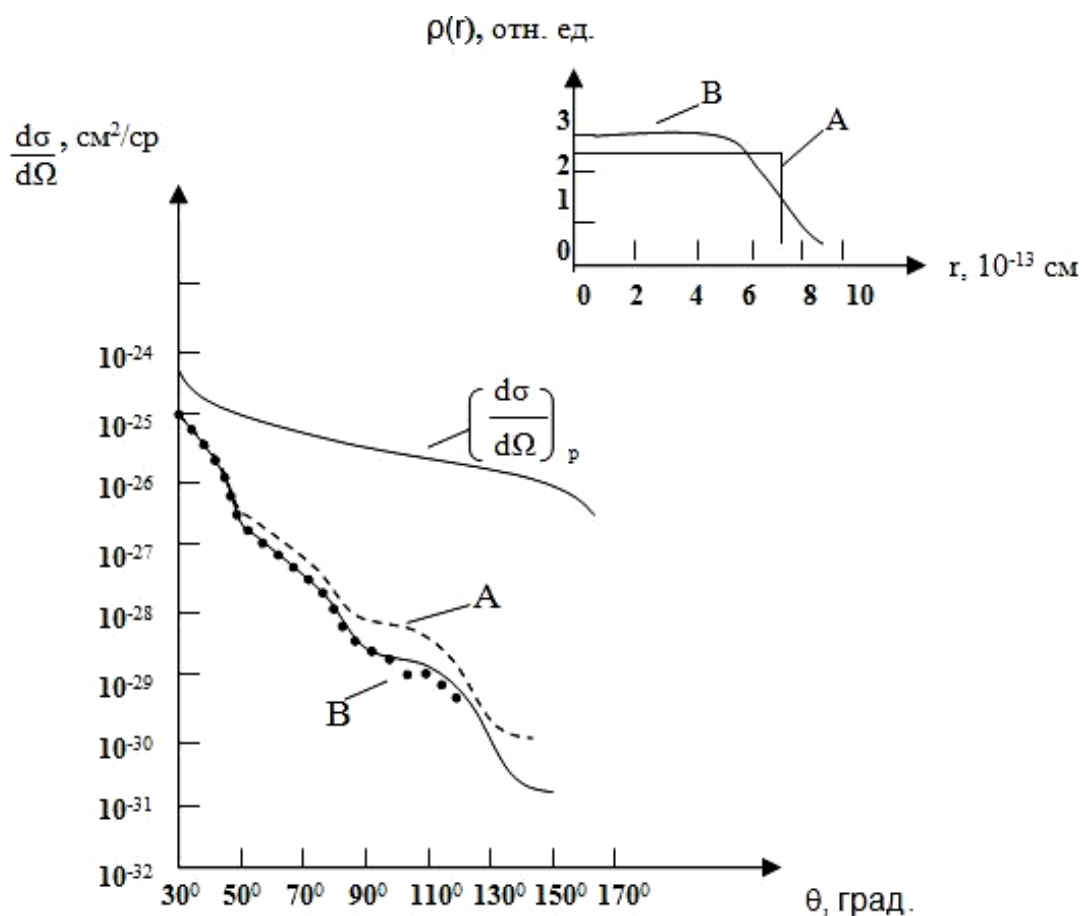


Рис. 2.9. Угловое распределение упруго рассеянных электронов с энергией 153 МэВ на золоте. Кривая А соответствует равномерному по объёму ядра распределению заряда; В – распределению заряда с диффузным краем

Если заряд распределен по объёму сферически-симметричного ядра с плотностью $\rho(r)$, дифференциальное эффективное сечение выражается формулой

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} \right)_p |F(\vec{q})|^2,$$

где $F(\vec{q}) = \frac{1}{Ze} \int_{V_{\text{я}}} \rho(r) e^{-i\vec{r}\vec{q}} dV$ – так называемый формфактор ядра;

\vec{q} – переданный ядру при столкновении импульс.

Обработка результатов измерений заключается в подборе функций $\rho(r)$, которые дают наилучшее согласие с экспериментом. Например, равномерное распределение заряда по объёму ядра (кривые А, рис. 2.9) не даёт хорошего согласия с экспериментом, особенно на больших уг-

лах. Наилучшим образом наблюдаемые угловые распределения воспроизводит распределение заряда с диффузным краем (кривые B).

Проводившийся таким образом для большого числа ядер анализ привел к выбору функции, описывающей распределение заряда в ядре в следующем виде:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_c}{0,228a}\right)},$$

где $R_c = r_0 A^{1/3}$; $r_0 \approx (1,1 \dots 1,2) 10^{-13}$ см; $a = 2,2 \cdot 10^{-13}$ см; константа ρ_0 может быть найдена из условия нормировки плотности заряда:

$$Ze = \int_{V_x} \rho(r) dV.$$

Коэффициент $0,228$ введен для того, чтобы параметр a имел простой смысл ширины диффузного слоя, на котором плотность электрического заряда ядра убывает от $0,9$ до $0,1$ плотности заряда в центре ядра (рис. 2.10).

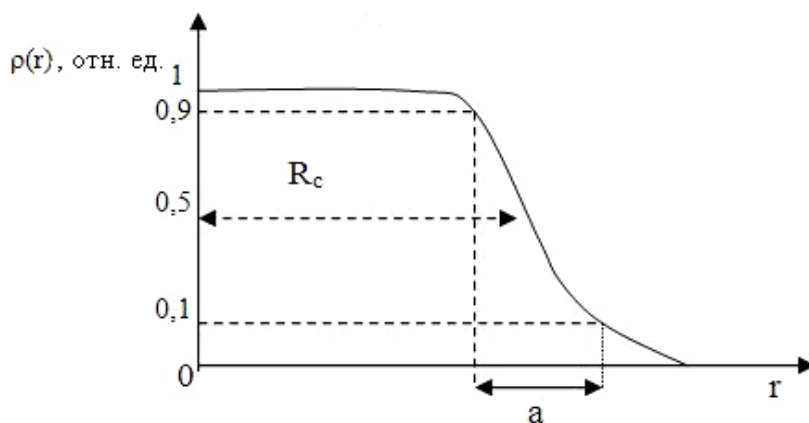


Рис. 2.10. Параметры плотности распределения заряда ядра

Из вида функций $\rho(r)$ следует, что R_c – это расстояние от центра ядра, на котором плотность заряда убывает вдвое; величину R_c называют *зарядовым радиусом ядра*.

Таким образом, изучение рассеяния электронов на ядрах позволяет не только определить характерные размеры ядра, но и установить, как распределён заряд в ядре. На рис. 2.11 приведены кривые, описывающие распределение заряда в различных ядрах, из которых видно, что плотность заряда в центре ядра для большинства ядер, исключая самые лёгкие, примерно одинакова и составляет $(1 \dots 1,25) \cdot 10^{15}$ Кл/см³. Кроме того, влияние поверхностного диффузного слоя наиболее велико в лёгких ядрах. Представление о ядре, как об объекте с чёткими границами, которое мы использовали в предыдущих пунктах, очевидно, наиболее приемлемо для тяжёлых ядер, у которых толщина диффузного слоя сравнительно невелика.

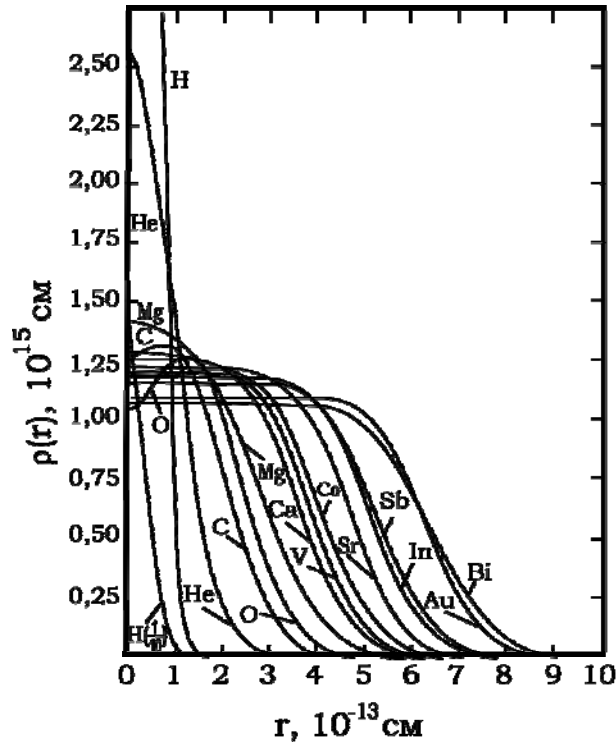


Рис. 2.11. Распределение плотности заряда в некоторых ядрах

2.3.4. Заключение

Рассматривая опыты по рассеянию различных частиц на ядрах, мы убедились в том, что характерные размеры ядер можно определить с помощью параметра $R_{\text{я}}$, который имеет смысл радиуса, если считать ядро сферически симметричным. Значения параметра $R_{\text{я}}$, найденные в разных опытах, определяются одной и той же формулой $R_{\text{я}} = r_0 A^{1/3}$ и довольно хорошо согласуются между собой. Некоторое различие в значении коэффициента r_0 объясняется рядом причин. Во-первых, большинство ядер имеют отличающуюся от сферической форму (см. п. 2.7). Поэтому в опытах измеряется некоторый усредненный как по объёму, так и по времени измерения радиус (усреднение по времени возникает из-за квантово-механической прецессии несферического ядра относительно выделенного направления; за время измерения ядро совершает огромное количество оборотов). Во-вторых, размеры ядер, определённые в опытах по рассеянию ядерных частиц (нейтронов, протонов, α -частиц) имеют погрешность, связанную с конечным радиусом действия ядерных сил.

На точности результатов опытов сказывается также тот факт, что ядро, как это выяснилось в опытах с электронами, не имеет четко выраженных границ. Поверхностный слой ядра «размазан», поэтому понятие радиуса ядра становится неоднозначным. Однако необходимо отметить, что параметр «радиус ядра» фигурирует не только в интерпретации опытов по

рассеянию. Размеры ядер, хорошо согласующиеся с результатами опытов по рассеянию, проявляются в кулоновских энергиях ядер, смещениях линий в атомных спектрах (см. соответственно пп. 2.1 и 2.6 данной главы), ядерных реакциях, например, α -распаде (п. 3.4.). Именно согласие всех этих данных и делает понятие радиуса ядра объективной реальностью.

2.4. Механические моменты ядерных частиц. Ядерные спины

Спином ядра \vec{J} называют *механический момент ядра*. Как известно, механический момент, или момент импульса точечной частицы (рис. 2.12), определяется по формуле

$$\vec{\ell} = [\vec{r}, \vec{p}].$$

Если частица классическая, то величина и направление вектора $\vec{\ell}$ могут быть любыми.

У квантовых частиц, таких, как ядра и нуклоны, на величину и направление вектора $\vec{\ell}$ накладываются ограничения, обусловленные их волновой природой. Так длина вектора $\vec{\ell}$, который в квантовой механике называют *орбитальным моментом*, может принимать следующие значения:

$$|\vec{\ell}| = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)}, \text{ где } \ell = 0, 1, 2, \dots - \text{целое число.} \quad (2.10)$$

Квантовое число ℓ называют *орбитальным квантовым числом*.

Направление вектора $\vec{\ell}$ в пространстве (как и любой другой векторной величины квантовой частицы) может быть задано с помощью только одной проекции, например, на ось z . Две другие проекции в опыте себя не проявляют из-за квантово-механической прецессии векторов относительно выбранного направления. В результате их средние значения за время измерений равны нулю. В соответствии с правилами квантовой механики, разрешены только такие направления $\vec{\ell}$, для которых проекции на ось z принимают следующие значения:

$$\ell_z = \hbar m, \text{ где } -\ell \leq m \leq +\ell - \text{целое число.} \quad (2.11)$$

Здесь m – *азимутальное квантовое число*, которое может принимать $(2\ell + 1)$ значение; столько же разрешённых направлений у вектора $\vec{\ell}$.

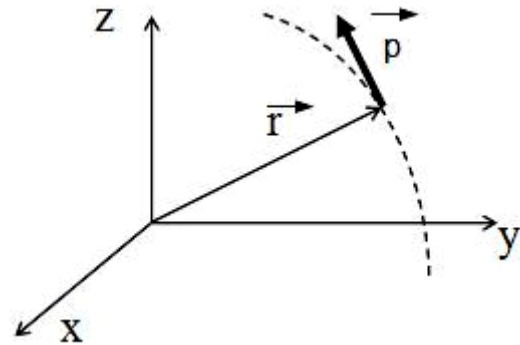


Рис. 2.12. Схема движения частицы в заданной системе отсчёта

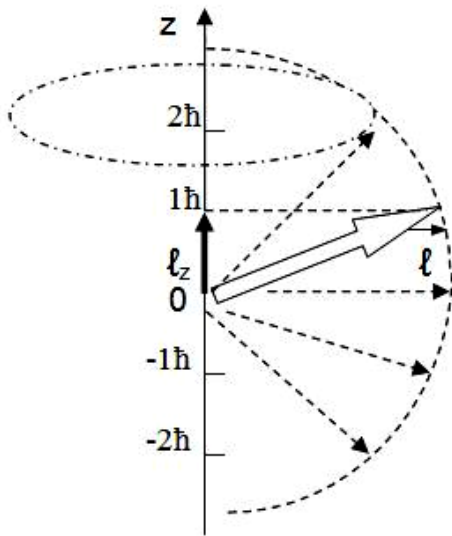


Рис. 2.13. Возможные направления вектора механического момента \vec{l}

На рис. 2.13 изображены возможные ориентации вектора \vec{l} , у которого орбитальное квантовое число $\ell=2$. Длина вектора в этом случае $|\vec{l}| = \hbar\sqrt{6}$, а его проекции $\ell_z = -2\hbar, -\hbar, 0, \hbar, 2\hbar$. В качестве примера пунктиром изображена окружность, которую в результате прецессии описывает конец вектора с проекцией $2\hbar$. Следует отметить, что квантовый вектор нельзя ориентировать строго вдоль какого-либо направления, его максимальная проекция всегда меньше длины вектора.

Механический момент \vec{l} является количественной характеристикой

движения квантовых частиц относительно какого-либо центра. Как правило, это центр инерции взаимодействующих частиц. В атоме таким центром является ядро, так как масса электронов значительно меньше массы ядра. У ядра, как у составной частицы, также существует центр инерции, относительно которого двигаются нуклоны, и их движение характеризуется определенным значением вектора \vec{l} .

Квантовые частицы могут обладать собственным механическим моментом, никак не связанным с движением в выбранной системе отсчёта, и обусловленным, по-видимому, внутренней структурой частиц. Собственный момент частиц называют *спином* и обозначают буквой \vec{s} . Вектор спина не выражается через координаты и импульс частицы, поскольку нет классических моделей, способных описать спины квантовых частиц. Однако свойства вектора \vec{s} аналогичны свойствам вектора \vec{l} , а именно:

$$|\vec{s}| = \hbar\sqrt{s(s+1)}, \text{ где } s = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots; \quad (2.12)$$

$$s_z = m_s \hbar, \text{ где } -s \leq m_s \leq s. \quad (2.13)$$

Целое или полуцелое число s иногда называют спиновым квантовым числом, а чаще просто спином частицы. Следует отметить, что подобная терминология распространяется на все механические моменты, когда под словом «момент» понимается не вектор, а соответствующее квантовое число. Набор чисел m_s определяет разрешённые проекции вектора \vec{s} на выбранное направление. Спин является неизменной для данного сорта

частиц характеристикой, определяемой экспериментально. Так, спин нейтрона, протона и электрона равен $1/2$. Тогда $(2s+1)=2$, и, следовательно, у этих частиц возможны две ориентации в пространстве.

Полный механический момент \vec{j} квантовой частицы равен векторной сумме моментов $\vec{\ell}$ и \vec{s} :

$$\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}.$$

Длина и возможные направления вектора \vec{j} определяются по знаковым формулам

$$|\vec{j}| = \hbar\sqrt{j(j+1)}; \quad j_z = \hbar m_j; \quad -j \leq m_j \leq +j. \quad (2.14)$$

В соответствии с правилами сложения векторов в квантовой механике, квантовое число j может принимать ряд значений в интервале (через единицу)

$$|\ell - s| \leq j \leq |\ell + s|. \quad (2.15)$$

На конкретных примерах нетрудно убедиться, что указанный интервал включает либо $(2s+1)$, либо $(2\ell+1)$ значений j в зависимости от того, какое из чисел $-s$ или ℓ – меньше. Другими словами, если складывать два квантовых момента, то число возможных результатов сложения n_j определяется наименьшим квантовым числом складываемых векторов:

$$n_j = \begin{cases} (2\ell+1), & \ell < s; \\ (2s+1), & s < \ell. \end{cases} \quad (2.16)$$

Ядро состоит из A нуклонов, поэтому спин ядра \vec{J} равен геометрической сумме полных механических моментов всех нуклонов:

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A \vec{j}_i,$$

где $\vec{j}_i = \vec{\ell}_i + \vec{s}_i$ – полный механический момент нуклона i .

Под спином ядра обычно понимают не вектор \vec{J} , а соответствующее квантовое число J , определяющее длину вектора и число возможных ориентаций в пространстве:

$$\begin{aligned} |\vec{J}| &= \hbar\sqrt{J(J+1)}, & J &= 0, 1/2, 1, 3/2, \dots; \\ J_z &= \hbar m_J, & -J &\leq m_J \leq +J. \end{aligned}$$

Наличие спинов у ядер обнаружено при изучении так называемого *сверхтонкого расщепления атомных спектров* (п. 2.6). Анализ сверх-

тонкого расщепления является одним из главных инструментов для определения спинов различных ядер. В результате были установлены следующие закономерности в отношении спинов ядер J :

- а) при чётном A спины всегда целые, а при нечётном A – полуцелые;
- б) спины чётно-чётных ядер в основном состоянии равны нулю;
- в) спины ядер J сравнительно невелики по величине и для чётных A не превышают 7, а для нечётных – не более $9/2$ (в основном состоянии). Эти закономерности указывают на то, что нуклоны в ядре преимущественно объединяются в пары, механические моменты которых взаимно компенсируют друг друга. Эффект спаривания нуклонов мы наблюдали и ранее, когда обсуждали энергию связи нуклонов в ядре (п. 2.2).

2.5. Магнитные моменты нуклонов и ядер

Из классической электродинамики известно, что движение заряженной частицы по замкнутой траектории (рис. 2.14) можно рассматривать как ток, следовательно, такая частица будет обладать магнитным моментом:

$$\vec{\mu} = \frac{q}{2mc} \vec{\ell}, \quad (2.18)$$

где m, q – соответственно масса и заряд частицы; $\vec{\ell}$ – момент импульса.

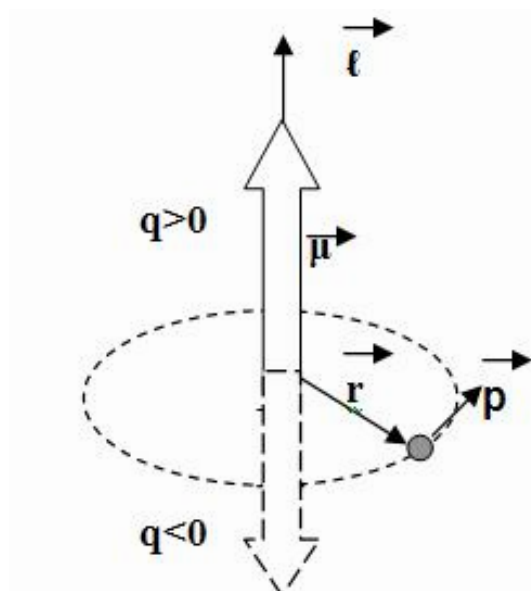


Рис. 2.14. Взаимные направления векторов механического и магнитного момента классической частицы

Отметим, что векторы $\vec{\mu}$ и $\vec{\ell}$ – коллинеарны, а их взаимное направление определяется знаком заряда частицы. Квантовая частица

с орбитальным моментом $\vec{\ell}$ и спином \vec{s} также может обладать соответствующими магнитными моментами:

$$\vec{\mu}_\ell = g_\ell \frac{e}{2mc} \vec{\ell}; \quad (2.19)$$

$$\vec{\mu}_s = g_s \frac{e}{2mc} \vec{s}. \quad (2.20)$$

В этих формулах e – положительный элементарный заряд; g_ℓ, g_s – безразмерные константы, так называемые *g-факторы*. Из сравнения приведённых формул (2.18) и (2.19), (2.20) видно, что величина *g-фактора* показывает, во сколько раз реальное значение момента квантовой частицы (2.19, 2.20) отличается от классического значения (2.18), а знак определяет взаимное направление соответствующих векторов – магнитного и механического моментов. Для нейтрона и протона *g-факторы* измерены в эксперименте и имеют следующие значения:

$$g_\ell = \begin{cases} = 0 & \text{– для нейтрона;} \\ = 1 & \text{– для протона.} \end{cases} \quad g_s = \begin{cases} = -3,82 & \text{– для нейтрона;} \\ = 5,58 & \text{– для протона.} \end{cases}$$

Следует обратить внимание на то, что момент $\vec{\mu}_\ell$ возникает только у заряженных частиц (в данном случае протонов), а величина момента равна классическому значению. Необычным с точки зрения классических представлений является тот факт, что нейтральная частица – нейтрон – обладает отличным от нуля магнитным моментом $\vec{\mu}_s$, который называют *собственным*.

Размерность механических моментов квантовых частиц определяется постоянной Планка \hbar , поэтому размерность магнитных моментов определяется множителем $\mu_0 = e\hbar/2mc$:

$$\vec{\mu}_\ell = g_\ell \frac{e\hbar}{2mc} \frac{\vec{\ell}}{\hbar} = g_\ell \mu_0 \frac{\vec{\ell}}{\hbar}; \quad (2.21)$$

$$\vec{\mu}_s = g_s \frac{e\hbar}{2mc} \frac{\vec{s}}{\hbar} = g_s \mu_0 \frac{\vec{s}}{\hbar}. \quad (2.22)$$

Константу μ_0 называют *магнетон* и используют в качестве единицы измерения магнитных моментов квантовых частиц. Если в формулу для магнетона подставить массу электрона, то получим единицу измерения магнитных моментов электронов и атомов:

$$m_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0,927 \times 10^{-20} \text{ эрг} / \text{Гс} = 0,5788 \times 10^{-8} \text{ эВ} / \text{Гс} \text{ – магнетон Бора.}$$

Единицу измерения магнитных моментов нуклонов и ядер получим, подставляя в формулу для магнетона массу протона:

$$\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5,05 \times 10^{-24} \text{ эрг} / \text{Гс} = 3,152 \times 10^{-12} \text{ эВ} / \text{Гс} - \text{ядерный магнетон.}$$

Обычно под магнитным моментом квантовой частицы понимают не вектор, а его максимальную проекцию на заданное направление. Такая терминология объясняется прецессией квантовых векторов относительно выбранных направлений, в результате чего в опыте проявляет себя только параллельная данному направлению составляющая. Необходимо помнить о том, что в микромире направление задаётся с помощью какого-либо другого вектора, например вектора магнитного поля. Максимальная проекция вектора \vec{s} равна $\hbar s$, поэтому собственный магнитный момент квантовой частицы (точнее, его максимальная проекция) равен:

$$\mu_s = g_s \mu_0 s. \quad (2.23)$$

Для нейтрона и протона $s=1/2$, $\mu_0 = \mu_{\text{я}}$; поэтому магнитные моменты этих частиц в свободном состоянии соответственно равны (индекс s опускаем):

$$\mu_p = 2,79 \mu_{\text{я}}; \quad \mu_n = -1,91 \mu_{\text{я}}. \quad (2.24)$$

Полный магнитный момент квантовой частицы определяется как геометрическая сумма векторов $\vec{\mu}_\ell$ и $\vec{\mu}_s$:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_\ell + \vec{\mu}_s = g_\ell \mu_0 \vec{\ell} / \hbar + g_s \mu_0 \vec{s} / \hbar.$$

Из-за разных значений констант g_ℓ и g_s вектор $\vec{\mu}$ неколлинеарен вектору механического момента $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$ (рис. 2.15).

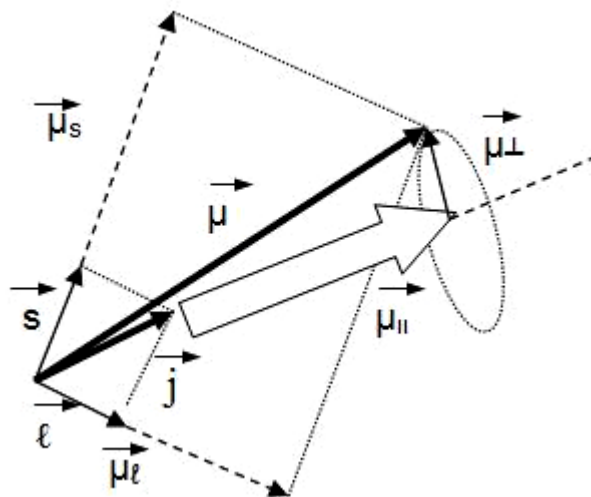


Рис. 2.15. Взаимное направление векторов полного механического момента \vec{j} и магнитного момента $\vec{\mu}$

Однако, в результате прецессии вектора $\vec{\mu}$ относительно направления \vec{j} , среднее значение перпендикулярной составляющей $\langle \vec{\mu}_\perp \rangle$ равно нулю, и среднее значение вектора $\langle \vec{\mu} \rangle$ совпадает с его параллельной составляющей, направленной по вектору \vec{j} :

$$\langle \vec{\mu} \rangle = \langle \vec{\mu}_\parallel \rangle = \vec{\mu}_j = g_j \mu_0 \vec{j} / \hbar. \quad (2.25)$$

Вектор $\vec{\mu}_j$ называют *эффективным магнитным моментом* квантовой частицы. Однако чаще под этим термином понимают максимальную проекцию $\vec{\mu}_j$ на заданное направление:

$$\mu_j = g_j \mu_0 j. \quad (2.26)$$

Для нуклонов и ядер $\mu_0 = \mu_n$. Тогда магнитный момент нуклона и его максимальную проекцию находят по формулам:

$$\vec{\mu}_j = g_j \mu_n \frac{\vec{j}}{\hbar}; \quad \mu_j = g_j \mu_n j. \quad (2.27)$$

Для ядра, обладающего ненулевым спином J , записываем аналогичные выражения:

$$\vec{\mu}_J = g_J \mu_n \frac{\vec{J}}{\hbar}; \quad \mu_J = g_J \mu_n J. \quad (2.28)$$

В формулах (2.26) – (2.28) константы g_j и g_J имеют тот же смысл, что и константы g_l и g_s в формулах (2.19) и (2.20). Следует отметить, что при известном механическом моменте частицы её магнитный момент однозначно определяется соответствующим g -фактором.

Магнитные моменты ядер (или их g -факторы) определяются экспериментальным путём (см. п. 2.6). По величине они не превышают нескольких ядерных магнетонов, т. е. имеют тот же порядок, что и магнитные моменты отдельных нуклонов.

Максимальная проекция вектора $\vec{\mu}_J$, которую чаще всего и называют *магнитным моментом ядра*, может быть как положительной, так и отрицательной величиной. Для ядер с нечётным A знак μ_J совпадает со знаком магнитного момента неспаренного нуклона:

$$\begin{aligned} \mu_J > 0, & \text{ если неспаренным является протон } (\mu_p > 0); \\ \mu_J < 0, & \text{ если неспаренным является нейтрон } (\mu_n < 0). \end{aligned}$$

Чётно-чётные ядра в основном состоянии имеют нулевые спины и магнитные моменты. У возбуждённых ядер спины и магнитные моменты могут быть другими, отличающимися от значений этих величин для ядер в основном состоянии.

2.6. Методы определения спинов и магнитных моментов ядер

Все экспериментальные методы определения спинов и магнитных моментов ядер основаны на взаимодействии ядра с магнитным полем, как внутриатомным, так и внешним, создаваемым каким-либо источником. Результатом этого взаимодействия является соответствующая потенциальная энергия, которая влияет на возможные энергетические состояния ядра и электронов, а возникающие при этом эффекты можно обнаружить на опыте. В связи с этим полезно вспомнить о том, как были обнаружены спин и магнитный момент электрона.

2.6.1. Тонкое расщепление

Энергетическое состояние электронов в атоме с учётом только кулоновского взаимодействия с ядром определяется двумя квантовыми числами – n и ℓ (главное и орбитальное, соответственно). Однако на опыте для уровней $E_{n\ell}$ при $\ell \neq 0$ было обнаружено расщепление на два подуровня. Это расщепление, названное *тонким*, удалось объяснить с помощью механизма спин-орбитального взаимодействия электронов, имеющего магнитную природу. Действительно, движение электронов по орбите с моментом $\vec{\ell}$ можно рассматривать как ток, создающий магнитное поле $\vec{H}_\ell \sim \vec{\ell}$. И если считать, что электрон обладает собственным механическим моментом (спином) \vec{s} и соответствующим магнитным моментом

$$\vec{\mu}_s = g_s \mu_B \frac{\vec{s}}{\hbar},$$

то, в результате взаимодействия векторов \vec{H}_ℓ и $\vec{\mu}_s$, возникает добавочная энергия $W_{\ell s} = -(\vec{\mu}_s \vec{H}_\ell) \sim (\vec{s} \cdot \vec{\ell})$, которую необходимо учитывать при определении полной энергии электронов в атоме:

$$E_{n\ell I} = E_{n\ell} + W_{\ell s}. \quad (2.29)$$

Здесь I – квантовое число полного механического момента электрона:

$$\vec{I} = \vec{\ell} + \vec{s}; \quad |\ell - s| \leq I \leq |\ell + s|. \quad (2.30)$$

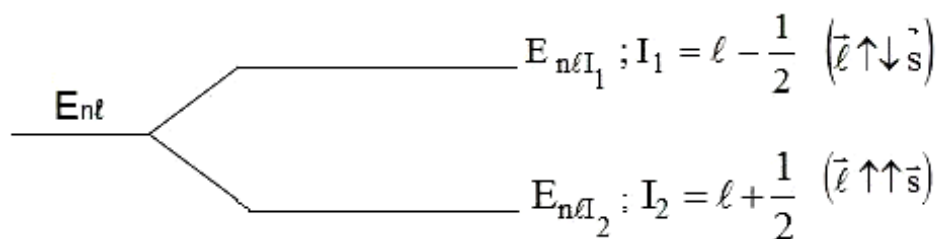


Рис. 2.16. Схема энергетических уровней электрона (тонкое расщепление)

Очевидно, при наличии двух подуровней тонкого расщепления, спин электрона должен быть равен $1/2$. В этом случае квантовое число I принимает два значения ($I_1 = \ell - 1/2$, $I_2 = \ell + 1/2$), соответствующие двум возможным направлениям вектора \vec{s} относительно вектора $\vec{\ell}$ (см. рис. 2.16) и, следовательно, двум значениям полной энергии электрона.

2.6.2. Сверхтонкое расщепление

Обнаруженное позднее *сверхтонкое расщепление* можно объяснить аналогичным образом, считая, что ядро также обладает спином \vec{J} и магнитным моментом $\vec{\mu}_J$.

Электронная оболочка с механическим моментом \vec{I} создает магнитное поле $\vec{H}_I \sim \vec{I}$. В таком случае между ядром и электронной оболочкой существует магнитное взаимодействие, энергия которого принимает ряд значений в зависимости от взаимной ориентации векторов \vec{J} и \vec{I} :

$$W_{IJ} = -(\vec{\mu}_J \vec{H}_I) = c(\vec{J}\vec{I}). \quad (2.31)$$

При описании сверхтонкого расщепления удобно ввести результирующий вектор \vec{F} :

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}; \quad |I - J| \leq F \leq |I + J|. \quad (2.32)$$

В соответствии с правилами сложения квантовых векторов, число возможных результатов для вектора \vec{F} (или число взаимных ориентаций векторов \vec{I} и \vec{J}) равно:

$$n_F = \begin{cases} (2I + 1), & I \leq J; \\ (2J + 1), & J \leq I. \end{cases} \quad (2.33)$$

Очевидно, каждой ориентации соответствует своё значение добавочной энергии $W_{IJ} \equiv W_F$, поэтому правило (2.33) определяет также и число подуровней сверхтонкого расщепления.

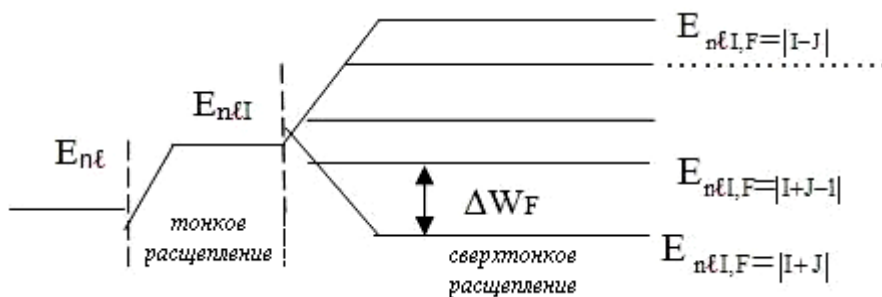


Рис. 2.17. Схема энергетических уровней электронов в атоме с учётом сверхтонкого расщепления

Таким образом, с учётом тонкой структуры и магнитного взаимодействия ядра и электронной оболочки, полная энергия электронов в атоме определяется набором четырёх квантовых чисел:

$$E_{n\ell IF} = E_{n\ell I} + W_F. \quad (2.34)$$

Из определения (2.32) вектора \vec{F} следует, что:

$$|\vec{F}|^2 = |\vec{I}|^2 + 2(\vec{I}\vec{J}) + |\vec{J}|^2,$$

откуда можно выразить скалярное произведение векторов \vec{J} и \vec{I} :

$$(\vec{I}\vec{J}) = \frac{1}{2} \left\{ |\vec{F}|^2 - |\vec{I}|^2 - |\vec{J}|^2 \right\}.$$

Записывая квадраты модулей векторов через соответствующие квантовые числа, получим:

$$(\vec{I}\vec{J}) = \frac{\hbar^2}{2} \left\{ F(F+1) - J(J+1) - I(I+1) \right\}.$$

Тогда формула для добавочной энергии W_F принимает вид

$$W_F = c \frac{\hbar^2}{2} \left\{ F(F+1) - J(J-1) - I(I-1) \right\},$$

и разность энергий двух соседних подуровней равна:

$$\begin{aligned} \Delta E_{F, F-1} &= E_{n\ell 1, F} - E_{n\ell 1, F-1} = W_F - W_{F-1} = \Delta W_F = \\ &= c \frac{\hbar^2}{2} \left\{ F(F+1) - (F-1)F \right\} = c\hbar^2 F. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Таким образом, $\Delta W_F \sim F$, откуда следует правило интервалов для сверхтонкого расщепления:

$$\begin{aligned} \Delta W_F : \Delta W_{F-1} : \Delta W_{F-2} : \dots &= F : (F-1) : (F-2) : \dots = \\ &= (I+J) : (I+J-1) : (I+J-2) : \dots \end{aligned} \quad (2.36)$$

Правило интервалов (2.36) используется для определения спинов ядер. Иногда заведомо известно, что $J < I$, и спин ядра удастся определить по числу подуровней сверхтонкого расщепления (правило 2.33).

Измеряемое на опыте значение ΔW_F пропорционально величине магнитного момента ядра, что, в принципе, даёт возможность определения μ_J . Однако при этом возникают трудности, связанные с определением внутриатомного поля H_I (формула (2.31)), поэтому сверхтонкое расщепление атомных спектров используется только для оценки величины μ_J . Более точные значения магнитных моментов ядер можно получить

из анализа расщепления энергетических уровней ядер во внешних полях, величина которых определяется с высокой точностью.

2.6.3. Атом во внешнем магнитном поле

Сверхтонкое расщепление энергетических уровней, возникающее во внешних магнитных полях, в первую очередь, определяется величиной и характером поля – однородное, неоднородное, переменное и т. п. Мы рассмотрим влияние однородного поля \vec{H}_0 . Наибольший интерес при этом представляют случаи слабого и сильного поля. *Сильным* называют поле \vec{H}_0 , энергия взаимодействия которого с электронной оболочкой \vec{I} существенно больше энергии взаимодействия ядра с внутриатомным полем \vec{H}_I :

$$(\vec{\mu}_I \vec{H}_0) \gg (\vec{\mu}_J \vec{H}_I). \quad (2.37)$$

Соответственно, *слабым* является поле, для которого выполняется противоположное условие:

$$(\vec{\mu}_I \vec{H}_0) \ll (\vec{\mu}_J \vec{H}_I), \quad (2.38)$$

где $\vec{\mu}_I = g_I \mu_B \frac{\vec{I}}{\hbar}$ – магнитный момент электронной оболочки.

С учётом того, что $\frac{\mu_J}{\mu_I} \approx \frac{\mu_N}{\mu_B} \approx 10^{-3}$ и $H_I \approx 10^5 \dots 10^6$ Э, условия (2.37)

и (2.38) принимают вид

$$H_0 \gg (10^2 \dots 10^3) \text{ Э} \text{ – условие сильного поля;} \quad (2.39)$$

$$H_0 \ll (10^2 \dots 10^3) \text{ Э} \text{ – условие слабого поля.} \quad (2.40)$$

а) Слабое поле

В силу соотношения (2.38) в слабом поле магнитная связь между ядром и электронной оболочкой не разрывается, не искажается и соответствующее сверхтонкое расщепление. Однако появляются дополнительные уровни, соответствующие разным ориентациям результирующего вектора \vec{F} относительно внешнего поля \vec{H}_0 (рис. 2.18). Это явление называется *эффектом Зеемана*.

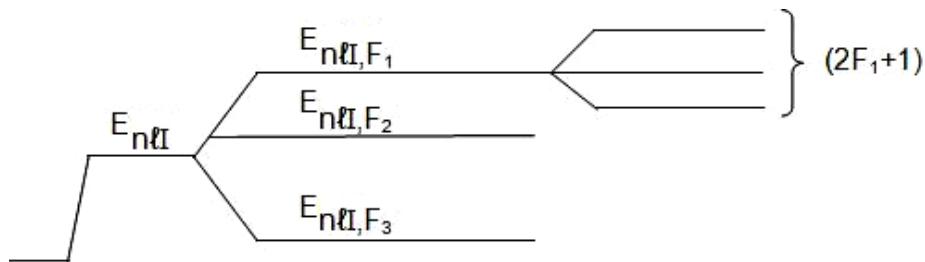


Рис. 2.18. Эффект Зеемана

Число возможных ориентаций вектора \vec{F} определяется соответствующим квантовым числом F и равно $(2F+1)$. Тогда число подуровней сверхтонкого расщепления в слабом магнитном поле, учитывающее все возможные значения F , равно:

$$n = \sum_{F=|I-J|}^{F=I+J} (2F+1) = (2I+1)(2J+1). \quad (2.41)$$

Магнитный момент электронной оболочки μ_I существенно больше магнитного момента ядра μ_J , поэтому энергия взаимодействия с внешним полем, а, значит, и разность энергий между двумя соседними подуровнями, определяется величиной μ_I :

$$\left((\vec{\mu}_J + \vec{\mu}_I) \vec{H}_0 \right) \approx \left(\vec{\mu}_I \vec{H}_0 \right).$$

Таким образом, по сверхтонкому расщеплению в слабом поле удастся определить только спин ядра, путём подсчёта числа подуровней (формула (2.41)).

б) Сильное поле

В сильном поле ядро и электронные оболочки ориентируются независимо друг от друга, так как в силу соотношения (2.37) взаимодействием между ними можно пренебречь.

При этом, в зависимости от ориентации, электронные оболочки и ядра приобретают дополнительную энергию:

$$W_I = -(\vec{\mu}_I \vec{H}_0) = -g_I \mu_B \frac{I_z}{\hbar} H_0 = -g_I \mu_B m_I H_0; \quad (2.42)$$

$$-I \leq m_I \leq +I.$$

$$W_J = -(\vec{\mu}_J \vec{H}_0) = -g_J \mu_N \frac{J_z}{\hbar} H_0 = -g_J \mu_N m_J H_0; \quad (2.43)$$

$$-J \leq m_J \leq +J.$$

Число возможных ориентаций и, следовательно, число энергетических состояний ядра и электронной оболочки соответственно равно $(2J+1)$ и $(2I+1)$. Как уже отмечалось, влиянием ядра на энергетические состояния электронов в данном случае можно пренебречь, и схема энергетических уровней электронов в сильном поле имеет вид, как на рис. 2.19. Соответствующее расщепление называется *эффектом Пашена–Бака*.

На рис. 2.20, б в качестве примера изображена схема энергетических состояний ядра со спином $J=3/2$ во внешнем магнитном поле \vec{H}_0 ; каждое энергетическое состояние соответствует определённому направлению вектора $\vec{\mu}_J$ (рис. 2.20, а).

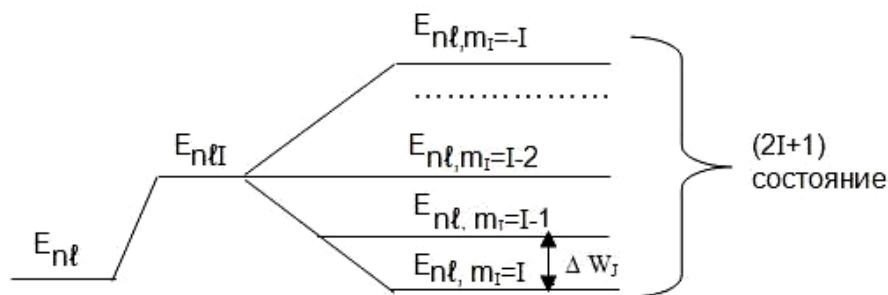


Рис.2.19. Расщепление энергетических уровней электронной оболочки в сильном поле (эффект Паули–Бака)

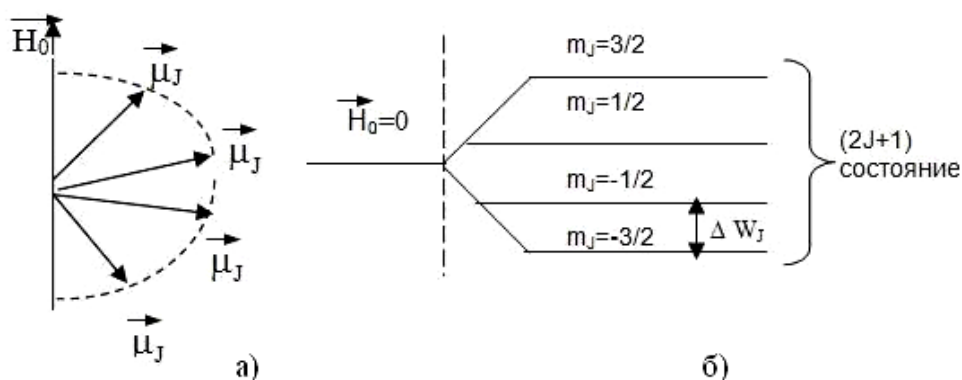


Рис. 2.20. Расщепление энергетических уровней ядра в сильном поле

Используя формулы (2.42) и (2.43), можно определить разность энергий для двух соседних подуровней электронной оболочки и ядра, у которых соответствующие квантовые числа m_I и m_J отличаются на единицу:

$$|\Delta W_I| = g_I \mu_B H_0 = const; \quad (2.44)$$

$$|\Delta W_J| = g_J \mu_N H_0 = const. \quad (2.45)$$

Таким образом, разность энергий ΔW_J пропорциональна величине магнитного момента ядра μ_J , следовательно, измерив на опыте ΔW_J , можно определить μ_J . Для измерения ΔW_J разработан специальный метод, основанный на явлении ядерного магнитного резонанса.

2.6.4. Ядерный магнитный резонанс

Ядерным магнитным резонансом (ЯМР) называют эффект поглощения (испускания) ядрами квантов электромагнитного поля определенной частоты. Такой процесс возможен только в присутствии сильного однородного поля \vec{H}_0 , когда энергетические состояния ядер представляют из себя набор равноотстоящих друг от друга энергетических уровней, соответствующих разным ориентациям спина ядра (рис. 2.20, б) относительно \vec{H}_0 .

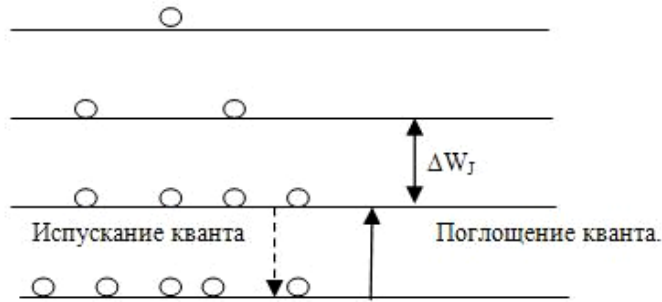


Рис. 2.21. Схема энергетических состояний ядра во внешнем поле \vec{H}_0 . Заселённость уровней ядрами определяется распределением Больцмана

Очевидно, поглощение или испускание квантов (рис. 2.21) приводит к переориентации ядер и происходит при условии (условие резонанса), что

$$E_{\text{рез}} = |\Delta W_J|, \quad (2.46)$$

или

$$\hbar \omega_{\text{рез}} = g_J \mu_{\text{я}} H_0. \quad (2.47)$$

Тогда

$$\mu_J = g_J \mu_{\text{я}} J = \frac{\hbar \omega_{\text{рез}}}{H_0} J. \quad (2.48)$$

Существует несколько способов измерения резонансной частоты $\omega_{\text{рез}}$. Исторически первым осуществлен метод молекулярных пучков, с помощью которого удалось впервые измерить магнитный момент нейтрона. Схема установки метода молекулярных пучков представлена на рис. 2.22.

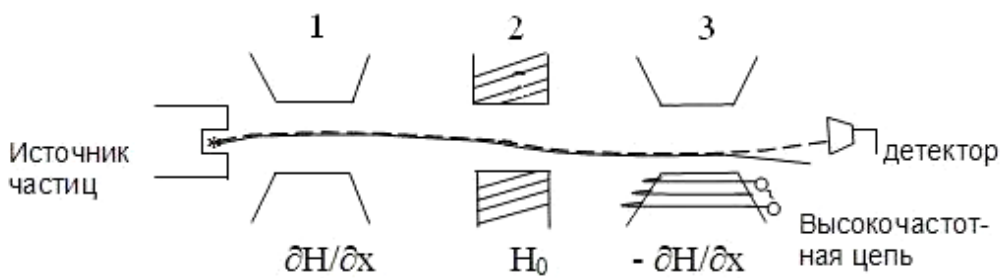


Рис. 2.22. Схема установки для измерения $\omega_{\text{рез}}$ в методе молекулярных пучков: 1, 3 – магниты, создающие неоднородное магнитное поле с противоположно направленными градиентами $(\partial H/\partial x)_1 = -(\partial H/\partial x)_3$; 2 – магнит, создающий сильное однородное поле H_0

В неоднородном магнитном поле (магниты 1, 3) частицы с магнитным моментом $\vec{\mu}$ будут отклоняться от первоначального направления под действием силы $\vec{F} = (\vec{\mu} \nabla) \vec{H}$. Градиент поля в магнитах 1, 3 одинаков по вели-

чине и противоположен по направлению. Высокочастотное поле создаётся катушкой, намотанной на сердечник магнита 3. В отсутствие взаимодействия с внешним высокочастотным полем ($\omega \neq \omega_{рез}$) силы, действующей на частицу со стороны магнитов 1 и 3, равны по величине и противоположны по направлению. В этом случае траектории частиц будут симметричными (пунктирная кривая), и все частицы попадут в детектор. При частоте $\omega = \omega_{рез}$ (или кратной $\omega_{рез}$) будет происходить резонансное поглощение частицами энергии высокочастотного поля, в результате чего изменится ориентация вектора $\vec{\mu}$ и, следовательно, сила \vec{F} , действующая со стороны магнита 3. Таким образом, в условиях резонанса траектория частиц будет несимметричной, и частицы пролетят мимо детектора. На рис. 2.23 изображена зависимость кривой скорости счёта детектора от частоты переменного поля ω .

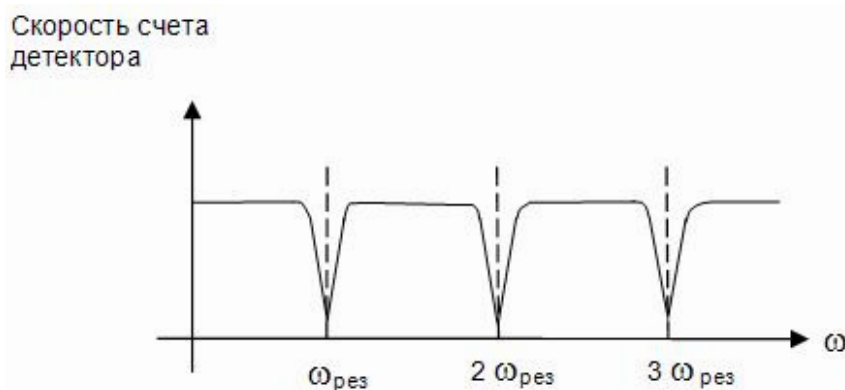


Рис. 2.23. Зависимость скорости счёта детектора от частоты переменного поля ω

Метод молекулярных пучков является достаточно точным, однако, имеет существенные недостатки. Во-первых, частицы, испускаемые источником (атомы или молекулы, составной частью которых являются исследуемые ядра), должны иметь нулевой магнитный момент электронных оболочек. В противном случае эффект от взаимодействия магнитного поля с ядрами невозможно зарегистрировать на фоне гораздо более сильного эффекта взаимодействия с электронными оболочками ($\mu_l \gg \mu_j$). Поэтому при измерении магнитных моментов ядер этим методом используют обычно не атомы, а молекулы, в которых моменты электронных оболочек отдельных атомов взаимно скомпенсированы. Во-вторых, необходима точная юстировка траектории частиц, пучок не должен «размазываться» в пространстве. Для получения узких пучков используются электромагнитные поля специальной конфигурации и в некоторых случаях сверхнизкие температуры.

Впоследствии стали применять более простые методы определения резонансной частоты, основанные на том, что в условиях резонанса в высокочастотной цепи падает напряжение. Регистрирующий резо-

нансную частоту $\omega_{рез}$ прибор можно включить либо в высокочастотную цепь, либо в катушку, помещённую вблизи высокочастотной цепи (метод индуктированного магнитного резонанса). Для определения резонансной частоты можно также измерять энергию квантов, испускаемых при обратных переходах ядер. Перечисленные способы не требуют создания узких пучков и неоднородных полей.

На основе ЯМР создано множество приборов и устройств, позволяющих производить спектрометрические исследования (*ЯМР-спектрометрия*), а также изучать внутреннее строение сложных молекул, белков и других объектов, включая человеческое тело (*ЯМР-интроскопия*). Уникальные возможности таких приборов и устройств обусловлены тем, что каждый изотоп любого химического элемента имеет свое, вполне определенное значение магнитного момента ядра μ_J , и, следовательно, каждому изотопу соответствует своя резонансная частота. Поэтому с помощью *ЯМР-спектрометров* можно изучать не только химический, но и изотопный состав веществ, что широко используется в геологии, нефтеразведке, при контроле сложных технологических процессов, для экспресс-анализа состава нефти в трубопроводах и т. д.

Следует подчеркнуть, что энергия *ЯМР-сигнала* зависит не только от величины магнитного момента ядер, но и от величины магнитного поля, в котором они находятся. Поэтому при известном составе вещества измеренное значение $\omega_{рез}$ можно использовать для нахождения соответствующих магнитных полей, в том числе внутриатомных. Это даёт возможность изучать строение сложных органических соединений, что весьма актуально при решении ряда проблем медицины и биологии.

Особо следует отметить *ЯМР-томографию*, широко применяемую в медицинской диагностике. *ЯМР-томографы* обладают хорошей чувствительностью и практически безопасны для человека, поскольку значения $\omega_{рез}$ лежат в диапазоне радиочастот (энергия *ЯМР-сигнала* достаточно мала из-за малости μ_J). Более подробная информация об использовании *ЯМР* в медицине изложена в гл. 7.

2.6.5. Модель Шмидта

В пп. 2.6.2 и 2.6.4 данного параграфа рассмотрены экспериментальные методы определения спинов и магнитных моментов ядер. Существуют и математические способы определения этих величин, основанные на модельных представлениях о структуре ядра. В модели Шмидта для этих целей используется *одночастичная оболочечная модель* ядра, построенная по аналогии с оболочечной моделью атома. В соответствии с этой моделью, нуклоны в ядре двигаются в центрально-симметричном поле ядерных сил, и их энергия, как и энергия элек-

тронов в атоме (см. п. 2.6.1), зависит от трёх квантовых чисел – E_{nlj} , где $j = \ell \pm 1/2$ – квантовое число полного механического момента нуклона. Заполнение энергетических уровней нейтронами и протонами производится независимым образом согласно принципу Паули, т. е. количество нуклонов определенного сорта с энергией E_{nlj} не превышает $(2j+1)$. Энергетический уровень (или система близко расположенных уровней) образуют оболочку, заполнение которой приводит к образованию магического ядра, что соответствует количеству протонов или нейтронов в ядре, равному магическим числам: 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126.

В одночастичной оболочечной модели спины, магнитные моменты и чётности (см. п. 2.8) ядер с нечётным массовым числом A определяются состоянием неспаренного нуклона. При этом предполагается, что остальные нуклоны не дают вклада в значения вышеперечисленных величин. Основанием для такого приближения являются сравнительно небольшие значения спинов и магнитных моментов ядер, по порядку величины совпадающие с механическими и магнитными моментами отдельных нуклонов (с учётом их орбитального движения). Состояние последнего неспаренного нуклона находится с помощью схемы энергетических уровней нуклонов, рассчитанной при решении уравнения Шрёдингера для частицы, движущейся в центральном поле ядерных сил (рис. 2.24).

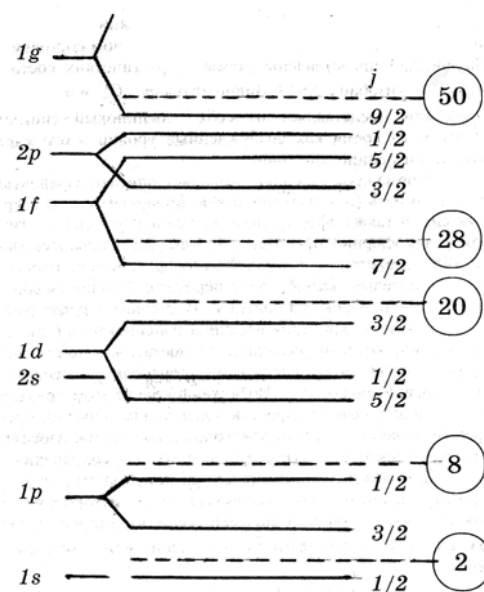


Рис. 2.24. Энергетические уровни нуклонов

Например, в ядре C_6^{13} неспаренным является 7-й нейтрон, который, согласно с правилами заполнения уровней, находится в состоянии $1p^{1/2}$, т. е. квантовые числа этого нуклона равны: $n = 1$, $\ell = 1$, $j = 1/2$. Напомним, что буквами s, p, d, f, \dots обозначаются соответственно состояния с $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$. Значение $j = 1/2$ при $\ell = 1$ получается при противоположных направлениях векторов $\vec{\ell}$ и \vec{s} , т. е. $j = \ell - 1/2$.

В соответствии с моделью Шмидта $J = j$ и $\mu_j = \mu_j = g_j \mu_N j$. Получим формулу для g-фактора, используя определение эффективного магнитного момента квантовой частицы (п. 2.5):

$$\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_\ell \cos(\vec{\ell} \wedge \vec{j}) + \vec{\mu}_s \cos(\vec{s} \wedge \vec{j}).$$

Выразим магнитные моменты через механические и перейдём к модулям векторов:

$$g_j \mu_n \frac{|\vec{j}|}{\hbar} = g_\ell \mu_n \frac{|\vec{\ell}|}{\hbar} \cos(\vec{\ell} \wedge \vec{j}) + g_s \mu_n \frac{|\vec{s}|}{\hbar} \cos(\vec{s} \wedge \vec{j}),$$

откуда

$$g_j = g_\ell \frac{|\vec{\ell}|}{|\vec{j}|} \cos(\vec{\ell} \wedge \vec{j}) + g_s \frac{|\vec{s}|}{|\vec{j}|} \cos(\vec{s} \wedge \vec{j}). \quad (2.49)$$

Для вычисления $\cos(\vec{\ell} \wedge \vec{j})$ возведём в квадрат равенство $\vec{j} - \vec{\ell} = \vec{s}$, в результате получим:

$$\cos(\vec{\ell} \wedge \vec{j}) = \frac{|\vec{j}|^2 + |\vec{\ell}|^2 - |\vec{s}|^2}{2|\vec{j}||\vec{\ell}|}.$$

Аналогично, возводя в квадрат $\vec{j} - \vec{s} = \vec{\ell}$, получим:

$$\cos(\vec{s} \wedge \vec{j}) = \frac{|\vec{j}|^2 + |\vec{s}|^2 - |\vec{\ell}|^2}{2|\vec{j}||\vec{s}|}.$$

После подстановки формул для косинусов выражение (2.49) принимает вид

$$g_j = g_\ell \frac{|\vec{j}|^2 + |\vec{\ell}|^2 - |\vec{s}|^2}{2|\vec{j}|^2} + g_s \frac{|\vec{j}|^2 + |\vec{s}|^2 - |\vec{\ell}|^2}{2|\vec{j}|^2}. \quad (2.50)$$

Длины векторов, входящие в формулу (2.50), запишем через квантовые числа этих векторов:

$$g_j = g_\ell \frac{j(j+1) + \ell(\ell+1) - s(s+1)}{2j(j+1)} + g_s \frac{j(j+1) + s(s+1) - \ell(\ell+1)}{2j(j+1)}. \quad (2.51)$$

Для нуклонов $s = 1/2$, а $j = \ell \pm 1/2$. С учётом этого формула (2.51) принимает вид

$$g_j = g_\ell \pm \frac{g_s - g_\ell}{2\ell + 1}, \quad (2.52)$$

где знак «+» соответствует $j = \ell + 1/2$, а знак «-» — $j = \ell - 1/2$.

В нечётно-чётных ядрах неспаренным является протон ($g_\ell = 1$, $g_s = 5,58$), и магнитные моменты таких ядер, с учётом выражения (2.52), можно найти по формулам

$$\mu_j = \begin{cases} (j+2,29)\mu_n, & \text{при } j = \ell + 1/2; \\ \frac{(j^2 - 1,29j)}{(j+1)}\mu_n, & \text{при } j = \ell - 1/2. \end{cases} \quad (2.53)$$

Если неспаренным является нейтрон ($g_\ell = 0, g_s = -3,82$), то соответствующие формулы принимают вид

$$m_j = \begin{cases} -1,91 \mu_\pi, & \text{при } j = l + 1/2; \\ \frac{1,91j}{(j+1)} \mu_\pi, & \text{при } j = l - 1/2. \end{cases} \quad (2.54)$$

На рис. 2.25 и 2.26 сплошными линиями изображены так называемые *кривые Шмидта*, являющиеся соответственно результатами расчётов магнитных моментов нечётно-чётных ядер (формула (2.53)) и чётно-нечётных ядер (формула (2.54)). Там же точками изображены экспериментальные значения магнитных моментов ядер. Видно, что совпадений с опытом совсем немного. Однако качественно кривые Шмидта правильно передают общую тенденцию изменения магнитных моментов ядер в зависимости от значения спина ядра, и практически все экспериментальные данные лежат в области, ограниченной кривыми Шмидта.

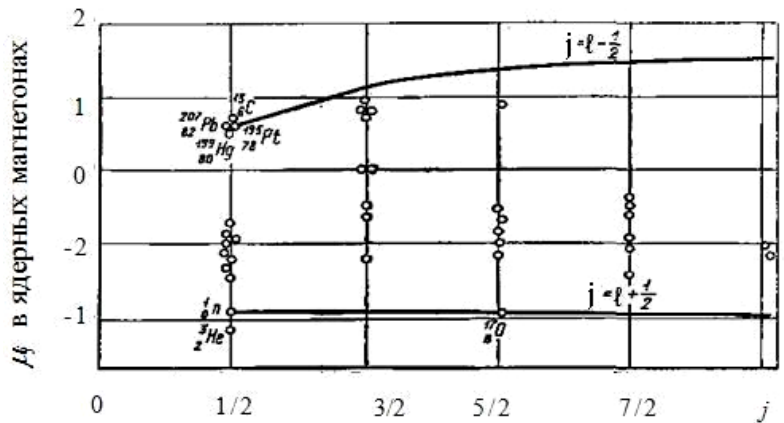


Рис. 2.25. Магнитные моменты нечётно-чётных ядер

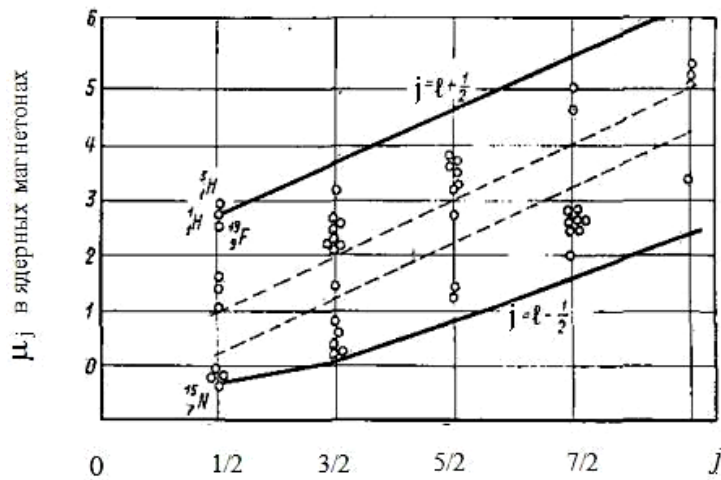


Рис. 2.26. Магнитные моменты чётно-нечётных ядер

Количественное несоответствие теории с опытом объясняется, скорее всего, допущениями, сделанными при построении модели. Одна из причин, возможно, состоит в необоснованном использовании g -факторов g_ℓ и g_s , измеренных для свободных нуклонов, в то время как в ядре нуклоны связаны. Другая причина может заключаться в неправомерности предположения о том, что вклад в спин и магнитный момент вносит только один неспаренный нуклон. Существуют более точные варианты модели оболочек, в которых спин и магнитный момент ядра создаются всеми нуклонами, находящимися на верхней, незаполненной оболочке.

2.7. Электрические моменты ядер. Форма ядра

Иногда сверхтонкое расщепление атомных спектров, наблюдаемое во время опыта, не подчиняется правилу интервалов (формула (2.36)). Следовательно, оно не может иметь магнитную природу. Закономерности такого расщепления удалось объяснить, учитывая электростатическое взаимодействие между ядром и электронной оболочкой.

2.7.1. Энергия электростатического взаимодействия ядра и электронной оболочки

Пусть $\rho(\vec{r})$ – функция, описывающая распределение заряда в ядре, $V(\vec{r})$ – потенциал, создаваемый электронной оболочкой атома. Тогда энергия электростатического взаимодействия ядра с электронами определяется формулой

$$W = \int_{V_{\text{я}}} \rho(\vec{r}) V(\vec{r}) dV. \quad (2.55)$$

Интегрирование в формуле (2.55) ведётся по объёму ядра, который существенно меньше характерного для функции $V(\vec{r})$ объёма, по порядку величины совпадающего с размерами атома. Поэтому в области интегрирования функцию $V(\vec{r})$ можно разложить в ряд Маклорена и ограничиться вторым порядком малости (начало координат помещается в центр инерции ядра):

$$V(\vec{r}) \approx V(0) + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial V}{\partial x_i} \right)_0 x_i + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 x_i x_k. \quad (2.56)$$

После подстановки выражения (2.56) в (2.55), получим:

$$\begin{aligned} W \approx V(0) \int_{V_{\text{я}}} \rho(\vec{r}) dV + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial V}{\partial x_i} \right)_0 \int_{V_{\text{я}}} x_i \rho(\vec{r}) dV + \\ + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_k} \right)_0 \int_{V_{\text{я}}} x_i x_k \rho(\vec{r}) dV = W_0 + W_1 + W_2. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Первый член в формуле (2.57) учитывает энергию взаимодействия точечного ядра с зарядом Ze с электрическим полем атомной оболочки:

$$W_0 = V(0) \int_{V_{\text{я}}} \rho(\vec{r}) dV = V(0) \cdot Ze.$$

Второй член разложения удобно записать, используя обозначение

$$\vec{P} = \int_{V_{\text{я}}} \vec{r} \rho(\vec{r}) dV,$$

а также учитывая, что

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V, \quad \vec{\nabla} = \vec{e}_1 \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_2 \frac{\partial}{\partial y} + \vec{e}_3 \frac{\partial}{\partial z}.$$

Тогда второе слагаемое в (2.57) представляет из себя скалярное произведение векторов \vec{P} и $\vec{E}(0)$:

$$W_1 = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial V}{\partial x_i} \right)_{0 V_{\text{я}}} \int x_i \rho(\vec{r}) dV = -(\vec{E}(0) \vec{P}). \quad (2.60)$$

Величина \vec{P} называется *дипольным электрическим моментом ядра*. Преобразуем третий член формулы (2.57):

$$\begin{aligned} W_2 &= \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_k} \right)_{0 V_{\text{я}}} \int x_i x_k \rho(\vec{r}) dV = -\frac{1}{6} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial E_i}{\partial x_k} \right)_{0 V_{\text{я}}} \int 3x_i x_k \rho(\vec{r}) dV \pm \\ &\pm \frac{1}{6} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial E_k}{\partial x_i} \right)_{0 V_{\text{я}}} \delta_{ik} \int \rho(\vec{r}) r^2 dV = -\frac{1}{6} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial E_k}{\partial x_i} \right)_{0 V_{\text{я}}} \int (3x_i x_k - r^2 \delta_{ik}) \rho(\vec{r}) dV - \\ &-\frac{1}{6} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial E_i}{\partial x_i} \right)_{0 V_{\text{я}}} \int r^2 \rho(\vec{r}) dV = -\frac{1}{6} \sum_{i,k=1}^3 \left(\frac{\partial E_k}{\partial x_i} \right)_{0 V_{\text{я}}} Q_{ik} - \delta_0. \end{aligned} \quad (2.61)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 0, & i \neq k \\ 1, & i = k \end{cases} \quad - \text{дельта-символ Кронекера}; \quad (2.62)$$

$$\delta_0 = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial E_i}{\partial x_i} \right)_{0 V_{\text{я}}} \int r^2 \rho(\vec{r}) dV = \frac{1}{6} (\vec{\nabla} \vec{E})_0 \int_{V_{\text{я}}} r^2 \rho(\vec{r}) dV; \quad (2.63)$$

$$Q_{ik} = \int_{V_{\text{я}}} (3x_i x_k - r^2 \delta_{ik}) \rho(\vec{r}) dV. \quad (2.64)$$

Слагаемое δ_0 является скалярной величиной и учитывает протяженные размеры ядра. Добавочная энергия δ_0 приводит к одинаковому сдвигу всех энергетических уровней, поэтому не оказывает влияния на энергию переходов электронов в атоме. Набор величин $\{Q_{ik}\}$ (формула (2.64)) определяет *тензор квадрупольного электрического момента ядра*.

2.7.2. Дипольный электрический момент ядра

Напомним, что электрическим диполем называется система из двух равных зарядов q разного знака, взаимное положение которых в пространстве определяется вектором \vec{r} :

$$\vec{P} = \vec{r} \cdot q.$$

В ядре отрицательных зарядов нет, но имеются частицы с нулевым зарядом – нейтроны. И если центры инерции протонов и нейтронов не совпадают, то такое ядро будет иметь отличный от нуля дипольный электрический момент:

$$\vec{P} = \int_{V_{\text{я}}} \vec{r} \rho(\vec{r}) dV.$$

В квантовой механике доказывается, что у ядер в основном состоянии центры инерции протонов и нейтронов совмещены, следовательно, основное состояние характеризуется нулевым значением дипольного электрического момента.

У возбуждённых ядер центры инерции протонов и нейтронов могут быть смещены относительно друг друга. Например, при взаимодействии γ -кванта с ядром происходит смещение протонов относительно нейтронов (рис. 2.27) за счёт действия электрической силы; у такого ядра $\vec{P} \neq 0$.

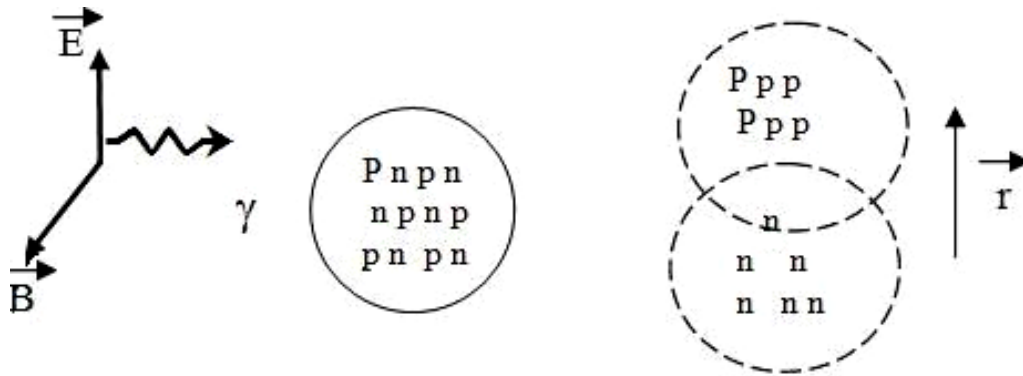


Рис. 2.27. Схематичное изображение возникновения дипольного электрического момента при взаимодействии γ -кванта с ядром

2.7.3. Квадрупольный электрический момент ядра. Форма ядра

Как показано в п. 2.7.1, энергия электронов в атоме зависит от величины компонент тензора квадрупольного электрического момента ядра (формула (2.64)). Выражение (2.61) для соответствующей добавочной энергии W_2 можно упростить, считая, что атом обладает осевой симметрией, следовательно, такой же симметрией будет обладать и функция $V(\vec{r})$. Если начало координат поместить в центр инерции

атома, а ось z направить по оси симметрии, то для функций $V(\vec{r})$ и $\vec{E}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} V(\vec{r})$ будут выполняться следующие условия:

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 = -2\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}\right)_0 = -2\left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}\right)_0; \quad (2.65)$$

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_k \partial x_i}\right)_0 = -\left(\frac{\partial E_k}{\partial x_i}\right)_0 = 0, \text{ если } i \neq k. \quad (2.66)$$

Из-за малости масс электронов по сравнению с массой ядра можно считать, что центры инерции атома и ядра совпадают. Тогда выражение для добавочной энергии W_2 , с учётом формул (2.65) и (2.66), принимает вид:

$$\begin{aligned} W_2 &= \frac{1}{6} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x_i^2}\right)_0 Q_{ii} - \delta_0 = \\ &= \frac{1}{6} \left\{ \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}\right)_0 Q_{xx} + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}\right)_0 Q_{yy} + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 Q_{zz} \right\} - \delta_0 = \end{aligned} \quad (2.67)$$

$$= \frac{1}{4} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)_0 Q_{zz} - \delta_0 = -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial E_z}{\partial z}\right)_0 Q_{zz} - \delta_0, \quad (2.68)$$

где $Q_{zz} = \int_{V_{\text{я}}} (3z^2 - r^2) \rho(\vec{r}) dV$ – zz -компонента тензора квадрупольного электрического момента ядра, которую обычно называют *наблюдаемым квадрупольным моментом*. Именно эта величина определяет соответствующее сверхтонкое расщепление. *Собственный квадрупольный момент ядра* Q_0 задаётся в системе отсчёта, когда ось z' направлена по оси симметрии ядра (рис. 2.28):

$$Q_{z'z'} = Q_0 = \int_{V_{\text{я}}} (3z'^2 - r'^2) \rho(\vec{r}') dV'. \quad (2.69)$$

Величины Q_{zz} и Q_0 связаны между собой соотношением:

$$Q_{zz} = \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} Q_0, \text{ где } \theta - \text{угол между осями симметрии атома } z \text{ и ядра } z'.$$

Для сферически-симметричных ядер плотность электрического заряда зависит только от расстояния r от центра ядра, т. е. $\rho(\vec{r}) \equiv \rho(r)$. В этом случае, разделив переменные в интеграле (2.69), можно провести интегрирование по углам и показать, что квадрупольный электрический момент сферически-симметричных ядер равен нулю. Таким образом, по величине квадрупольного электрического момента ядра можно судить о том, насколько его форма отличается от сферической.

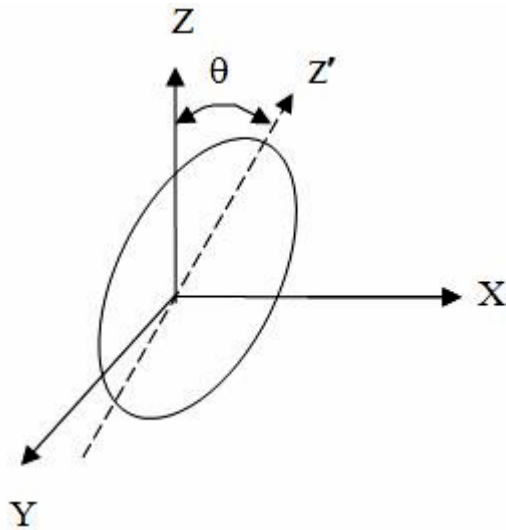


Рис. 2.28. Системы отсчёта, связанные с осью симметрии атома (ось Z) и осью симметрии ядра (ось Z')

Величина Q_{zz} может быть найдена из сверхтонкого расщепления, для которого не выполняется правило интервалов (2.36). В этом случае измеряемая на опыте разность энергий для двух соседних подуровней $\sim Q_{zz}$.

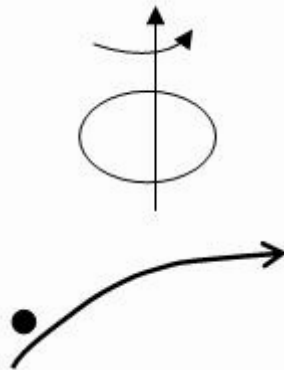


Рис. 2.29. Схема реакции кулоновского возбуждения ядер

Собственный квадрупольный момент Q_0 определяется в реакции кулоновского возбуждения ядер (рис. 2.29). В результате взаимодействия пролетающей заряженной частицы с кулоновским полем, ядро, обладающее несферической формой, приходит во вращательное движение. Соответствующие энергетические состояния ядер, так называемые вращательные уровни, были обнаружены опытным путём. Энергия возбуждения вращательного уровня $\sim \frac{\partial E}{\partial z} \cdot Q_0$, поэтому по измеренным значениям энергии

возбуждения и известным значениям $\frac{\partial E}{\partial z}$ (можно рассчитать кулоновское поле пролетающей частицы), определяется величина Q_0 .

Если представить ядро в виде эллипсоида вращения, равномерно заряженного по объёму, то интегрирование в формуле (2.69) даёт следующий результат:

$$Q_0 = \frac{2}{5}Ze(\epsilon^2 - a^2) = \frac{4}{5}\epsilon \overline{R^2} Ze, \quad (2.70)$$

где a и ϵ – полуоси эллипсоида, причем ось ϵ направлена по спину ядра \vec{J} (рис. 2.30); $\epsilon = \frac{a^2 - \epsilon^2}{a^2 + \epsilon^2}$ – параметр деформации ядра; $\overline{R^2} = \frac{a^2 + \epsilon^2}{2}$ – средний квадрат радиуса ядра.

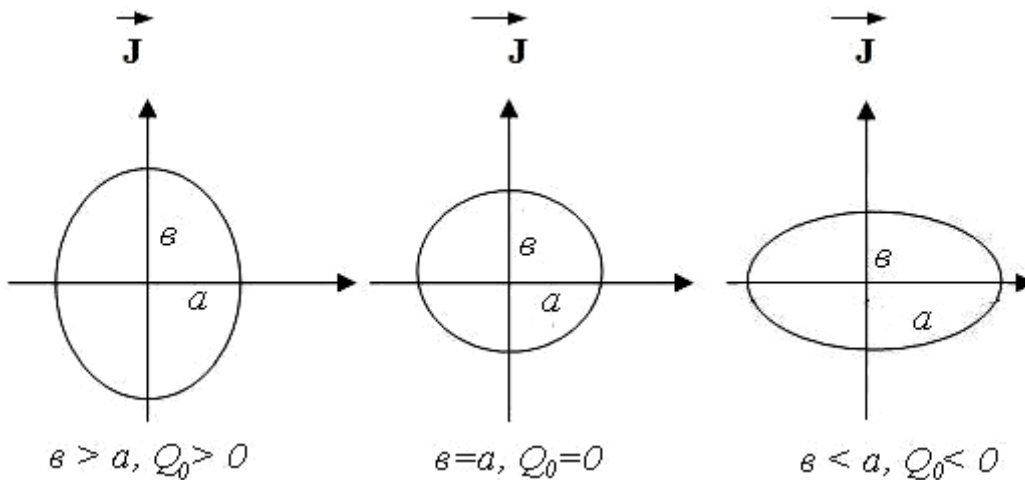


Рис. 2.30. Связь между формой ядра и собственным квадратным моментом

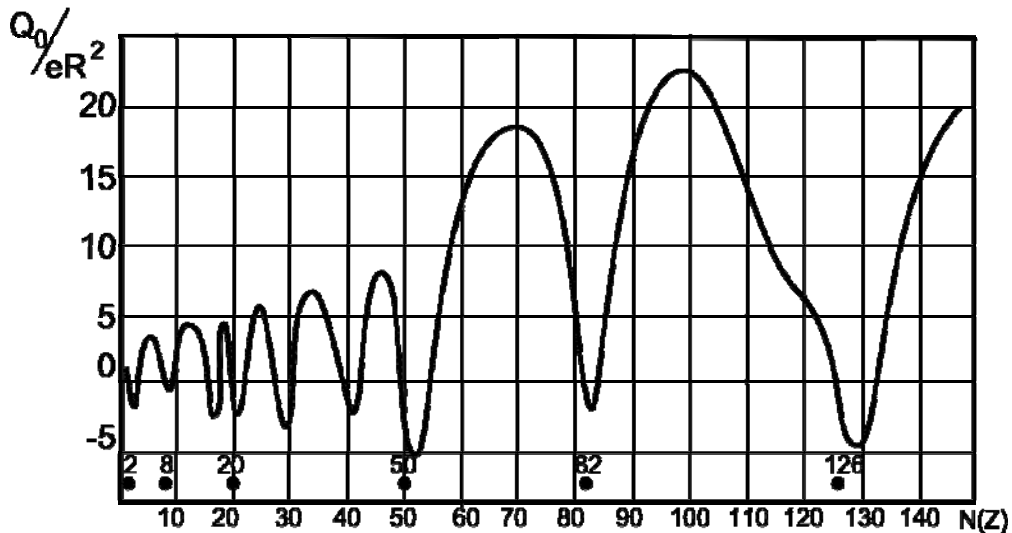


Рис. 2.31. Зависимость собственного квадрупольного электрического момента от числа нейтронов N или числа протонов Z

На рис. 2.31 представлена усреднённая экспериментальная кривая зависимости собственного квадрупольного момента ядер от числа про-

тонов Z или числа нейтронов $N=A-Z$. По оси ординат отложена безразмерная величина Q_0 / eR^2 . Из рисунка видна общая тенденция возрастания Q_0 с ростом Z (или N), а также особая роль значений Z (или N) 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126, которые называют *магическими*. Ход кривой указывает на то, что большинство тяжёлых ядер имеют сильно вытянутую вдоль спина \vec{J} форму (рис. 2.30), а ядра с Z или N равными 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 (последнее только для N), сферически симметричны.

2.8. Чётность. Законы сохранения чётности и механического момента

Чётность – характеристика, определяющая свойства волновой функции системы квантовых частиц относительно операции зеркального отражения (или инверсии) координат:

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}.$$

При существовании зеркальной симметрии пространства волновые функции частиц делятся на два класса: чётные и нечётные. *Чётными* называются волновые функции, которые остаются неизменными при инверсии всех координат:

$$\Psi(-\vec{r}) = \Psi(\vec{r}).$$

Нечётными называются волновые функции, которые при инверсии координат меняют знак на противоположный:

$$\Psi(-\vec{r}) = -\Psi(\vec{r}).$$

Чётность обозначается символом P . Для чётных систем $P=+1$, для нечётных $P=-1$.

Различают чётность, обусловленную относительным движением частиц, и внутреннюю чётность⁴.

В квантовой механике показано, что относительное движение двух частиц, характеризующееся механическим моментом $\vec{\ell}$, описывается волновой функцией:

$$\Psi(\vec{r}) = R(r)P_\ell^m(\cos\theta) e^{im\varphi},$$

где $P_\ell^m(\cos\theta)$ – присоединённая функция Лежандра, которая обладает следующим свойством:

$$P_\ell^m(-\cos\theta) = (-1)^{\ell-m} P_\ell^m(\cos\theta).$$

⁴ Аналогично, механический момент $\vec{\ell}$ характеризует относительное движение частиц, а спин \vec{s} является внутренней характеристикой частицы (п. 2.4).

При операции зеркального отражения сферические координаты точки изменяются следующим образом (рис. 2.32):

$$r \rightarrow r; \theta \rightarrow \pi - \theta, \cos(\pi - \theta) = -\cos \theta; \varphi \rightarrow \pi + \varphi;$$

$$e^{im\varphi} \rightarrow e^{im(\pi + \varphi)} = e^{im\pi} e^{im\varphi} = (-1)^m e^{im\varphi}.$$

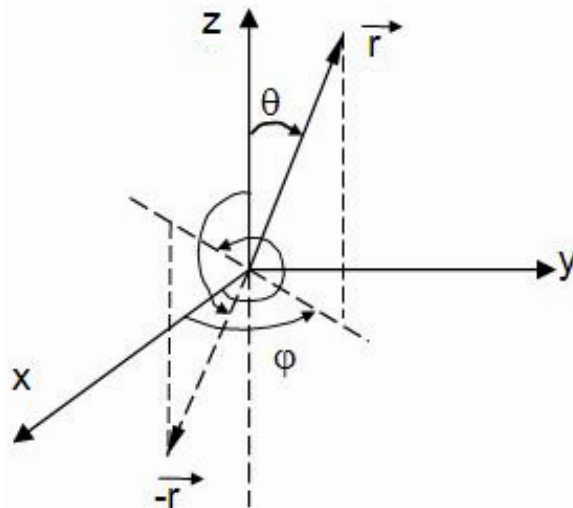


Рис. 2.32. Связь между координатами частицы в декартовой и сферической системе координат

Поэтому

$$\psi(-\vec{r}) = R(r) (-1)^{\ell-m} P_{\ell}^m(\cos \theta) (-1)^m e^{im\varphi} =$$

$$= (-1)^{\ell} R(r) P_{\ell}^m(\cos \theta) e^{im\varphi} = (-1)^{\ell} \psi(\vec{r}),$$

где ℓ – квантовое число момента относительного движения.

Внутреннюю чётность нейтрона, протона (и Λ -гиперона) считают положительной:

$$P_n = P_p = P_{\Lambda} = +1.$$

В таком случае чётность ядер определяется характером орбитального движения нуклонов в ядре:

$$P = (-1)^{\sum_{i=1}^A \ell_i};$$

где ℓ_i – орбитальное квантовое число i -нуклона.

Чётности ядер с нечётным A равны $(-1)^{\ell}$, где ℓ – орбитальное квантовое число неспаренного нуклона, а чётности чётно-чётных ядер положительны. Для ядер в основном состоянии орбитальные квантовые числа ℓ_i можно найти с помощью схемы энергетических уровней нуклонов, рассчитанной в модели ядерных оболочек (рис. 2.24).

Внутренние чётности адронов (в том числе и ядер) можно определить, используя соответствующие законы сохранения. Известно, что следствием каких-либо симметрий пространства (и времени) являются законы сохранения. Так, например, симметрия пространства относительно параллельного переноса приводит к закону сохранения импульса, а симметрия пространства относительно вращения – к закону сохранения механического момента. Если пространство обладает зеркальной симметрией, то чётность изолированной системы квантовых частиц должна быть неизменной, т. е. должен выполняться закон сохранения чётности.

До середины XX в. предполагалось, что закон сохранения чётности выполняется для всех видов взаимодействия. Однако в 1956 г. было доказано, что этот закон сохранения нарушается при слабых взаимодействиях, например при β -распаде (см. п. 3.6.6).

Для превращений, протекающих в результате сильных и электромагнитных взаимодействий, закон сохранения чётности выполняется строго и для типичной ядерной реакции $a + A \rightarrow e + B$ записывается следующим образом:

$$P_a P_A (-1)^{\ell_{aA}} = P_e P_B (-1)^{\ell_{eB}}, \quad (2.71)$$

где P_a, P_A, P_e, P_B – внутренние чётности соответствующих частиц и ядер; множители $(-1)^{\ell_{aA}}$ и $(-1)^{\ell_{eB}}$ учитывают чётности относительного движения.

Обычно закон сохранения чётности используют совместно с законом сохранения механического момента:

$$\vec{J}_a + \vec{J}_A + \vec{\ell}_{aA} = \vec{J}_e + \vec{J}_B + \vec{\ell}_{eB}, \quad (2.72)$$

где $\vec{\ell}_{aA}, \vec{\ell}_{eB}$ – моменты относительного движения соответствующих частиц.

Законы сохранения чётности и механического момента накладывают ограничения, или правила отбора, на возможные состояния частиц после превращения. Например, для реакции α -распада $X_z^A \rightarrow Y_{z-2}^{A-4} + He_2^4$ эти законы имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{J}_X = \vec{J}_Y + \vec{J}_\alpha + \vec{\ell}_{\alpha Y}; \end{array} \right. \quad (2.73)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P_X = P_Y P_\alpha (-1)^{\ell_{\alpha Y}}. \end{array} \right. \quad (2.74)$$

Спин α -частицы $J_\alpha = 0$, поэтому из уравнения (2.73), в соответствии с правилами сложения квантовых векторов, следует, что:

$$|J_X - J_Y| \leq \ell_{\alpha Y} \leq |J_X + J_Y|. \quad (2.75)$$

Чётность α -частицы положительна, значит, если у ядер X_Z^A и Y_{Z-2}^{A-4} чётности совпадают, то α -распад возможен только в состояния с положительной чётностью ($\ell_{\alpha Y}$ – чётные числа). Наоборот, если ядра X_Z^A и Y_{Z-2}^{A-4} имеют разные чётности, то α -распад происходит в состояния с отрицательной чётностью ($\ell_{\alpha Y}$ – нечётные числа). Иногда при небольших значениях J_x и J_y диапазон значений для $\ell_{\alpha Y}$, в соответствии с выражением (2.75), невелик, и правила отбора по моменту и чётности разрешают одно состояние после реакции.

2.9. Изоспин

Изоспином называют характеристику, определяющую число зарядовых состояний в группе микрочастиц со сходными свойствами. Например, нейтрон n и протон p имеют почти одинаковую массу, у них одинаковый спин $s = 1/2$, сила ядерного взаимодействия для любой пары нуклонов (n - p), (p - p), (n - n) также одинакова. Поэтому можно считать, что нейтрон и протон являются двумя зарядовыми состояниями одной частицы – нуклона. Также π -мезоны представляют из себя тройку частиц со сходными свойствами:

$$m_{\pi^+} = m_{\pi^-} \approx m_{\pi^0}; \quad s_{\pi^+} = s_{\pi^-} = s_{\pi^0} = 1,$$

поэтому их можно рассматривать как три зарядовых состояния одной частицы. Другими словами, если исключить из рассмотрения электромагнитные свойства частиц, то нуклоны и π -мезоны будут обладать совершенно одинаковыми свойствами. Аналогичные рассуждения можно произвести и в отношении ядер-изобар, если они обладают примерно одинаковой схемой энергетических состояний.

Для математического описания зарядовых состояний в группе частиц со сходными свойствами вводится вектор изоспина \vec{t} . Свойства вектора \vec{t} аналогичны свойствам обычного спина \vec{s} (что и отражено в самом названии), т. е. вектор \vec{t} однозначно задаётся соответствующим квантовым числом t , которое обычно и называют изоспином частицы. Возможные направления изоспина \vec{t} в некотором воображаемом зарядовом пространстве определяют зарядовые состояния частиц выделенной группы и задаются с помощью квантового числа проекции изоспина t_3 на «зарядовую ось». Значения t_3 , как и для обычного спина, меняются в диапазоне $-t \leq t_3 \leq +t$, т. е. вектор \vec{t} имеет $(2t + 1)$ ориентацию относительно «зарядовой оси». Отсюда следует правило определения изоспина частиц: $n = (2t + 1)$, откуда $t = (n - 1)/2$, где n – число частиц в группе. Для нуклонов $n = 2$, и изоспин нуклона $t_n = 1/2$; в этом случае нуклоны

образуют изоспиновый дублет. Для π -мезонов $n = 3$, они образуют изоспиновый триплет, а изоспин этих частиц $t_\pi = 1$. Имеются изоспиновые синглеты, для которых $t = 0$ (например, Λ -гиперон), квартеты и т. д.

Для нуклонов t_3 принимает два значения $\pm 1/2$, причем $t_3 = +1/2$ приписывают протону, а $t_3 = -1/2$ – нейтрону. Для π -мезонов $t_3 = -1, 0, +1$, которые приписывают соответственно π^- , π^0 , π^+ -мезону. Очевидно, заряд частиц какой-либо группы можно выразить через квантовое число t_3 ; например, заряд нуклона описывается формулой

$$q = e(t_3 + 1/2).$$

Ядра-изобары имеют приблизительно одинаковую массу, и если они обладают примерно одинаковой схемой энергетических состояний, то их также можно отнести к изоспиновому мультиплету и рассматривать как разные зарядовые состояния заданной системы нуклонов. Изоспины ядер обозначают буквой T и определяют тем же способом, что и изоспины частиц.

На рис 2.33 изображены схемы энергетических состояний ядер C_6^{13} и N_7^{13} , которые являются двумя зарядовыми состояниями системы, состоящей из 13-ти нуклонов. Других ядер с $A = 13$ и сходной схемой уровней нет, поэтому изоспин этих ядер $T = 1/2$.

Рассмотрение энергетических состояний различных ядер-изобар показало, что в основном состоянии ядра имеют изоспин, равный:

$$T = 1/2 |N - Z|.$$

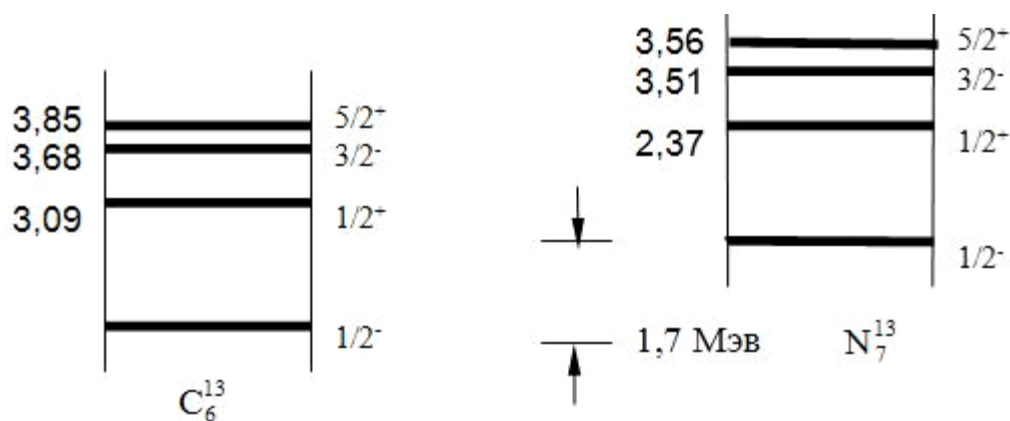


Рис. 2.33. Спектры низших состояний ядер-изобар изотопов углерода C_6^{13} и азота N_7^{13}

К изоспиновым синглетам ($T = 0$) относятся ядра, у которых $Z = N$, например H_1^2 , Li_3^6 , C_6^{12} , N_7^{14} , O_8^{16} . Изоспиновые дублеты наблюдаются у так называемых зеркальных ядер, для которых $Z = (A \pm 1)/2$; примером

таких дублетов являются ядра N_7^{13} и C_6^{13} (рис. 2.33). Следует отметить, что для зеркальных ядер разница в энергии основного состояния равна, в соответствии с формулой Вейцекера (2.8), разнице в энергии кулоновского отталкивания протонов в этих ядрах:

$$\Delta E = m_{N^{13}}c^2 - m_{C^{13}}c^2 \approx G_{C^{13}} - G_{N^{13}} = W_{кул}(N^{13}) - W_{кул}(C^{13}).$$

Таким образом, если мысленно выключить электромагнитное взаимодействие нуклонов в ядрах-изобарах, то свойства их будут совершенно одинаковы.

Как и другие характеристики ядер, изоспин ядра в возбуждённых состояниях может отличаться от изоспина этого же ядра в основном состоянии. На рис. 2.34 представлены схемы энергетических состояний ядер-изобар с $A = 12$. Видно, что ядро C_6^{12} в основном состоянии представляет из себя изоспиновый синглет ($T = 0$), в то время как возбуждённые уровни этого ядра входят в изоспиновый триплет ($T = 1$).

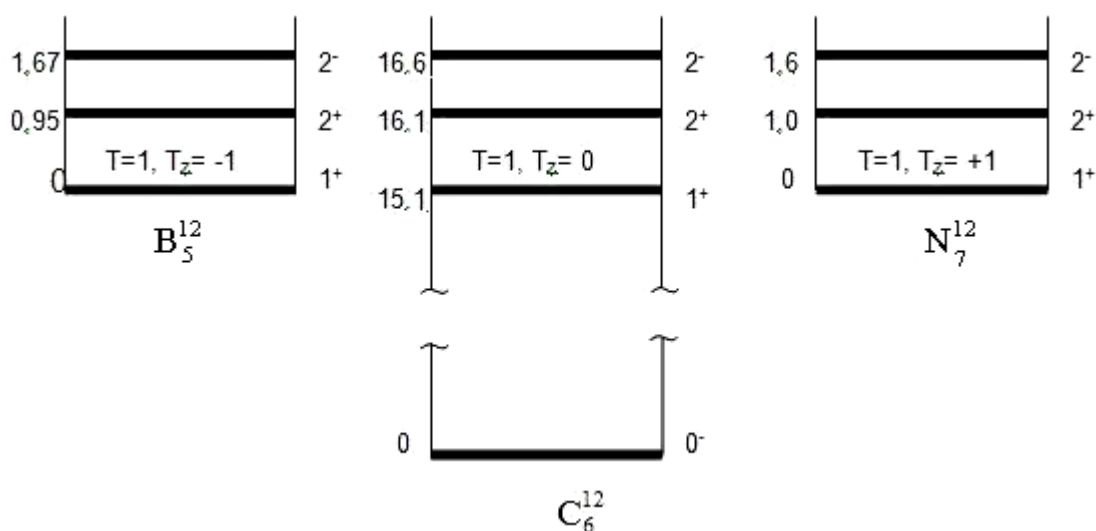


Рис. 2.34. Уровни ядер-изобар бора B_5^{12} , углерода C_6^{12} и азота N_7^{12} , входят в состав изоспинового мультиплета с $T = 1$; основной уровень ядра C_6^{12} является изоспиновым синглетом ($T = 0$)

Формализм изоспина позволяет описать *зарядовую независимость* (или изотопическую инвариантность) ядерных сил, а также сформулировать правила отбора по изоспину для ядерных превращений. Как уже отмечалось выше (п. 2.8), следствием инвариантности физических процессов относительно какой-либо переменной является соответствующий закон сохранения. В данном случае речь идет о законе сохранения изоспина изолированной системы частиц, который выполняется достаточно точно для частиц и лёгких ядер, когда электромагнитное взаимодействие сравнительно

мало. Возникающие при этом правила отбора можно сформулировать следующим образом: превращения частиц и ядер происходит в состояния, изоспин которых разрешен соответствующим законом сохранения.

Для определения изоспина системы частиц применяются те же правила сложения квантовых векторов, что и для обычных спинов. Например, если взаимодействуют две частицы с изоспинами \vec{t}_1 и \vec{t}_2 , то изоспин такой системы равен:

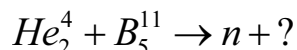
$$\vec{t} = \vec{t}_1 + \vec{t}_2; \quad |t_1 - t_2| \leq t \leq |t_1 + t_2|.$$

Упражнения и контрольные вопросы

1. Какие характеристики ядра можно определить, используя полуэмпирическую формулу Вейцекера?
2. Поясните, как получена верхняя оценка размеров ядер в опытах Резерфорда.
3. Как определяются размеры ядер в опытах по рассеянию нейтронов?
4. Поясните, что понимают под «зарядовым радиусом ядра». Как он определяется?
5. Приведите формулы для величины и возможных направлений орбитального, спинового и полного механических моментов квантовой частицы; спина ядра. Приведите единицы измерения и характерные значения спинов ядер.
6. Запишите формулы для эффективного магнитного момента квантовой частицы, нуклона, ядра; приведите единицы измерения и характерные значения магнитных моментов ядер.
7. Чем обусловлено тонкое расщепление атомных спектров? Чему равна соответствующая добавочная энергия электронов? Чем определяется число энергетических состояний при тонком расщеплении?
8. Чем обусловлено сверхтонкое расщепление атомных спектров? Чему равна соответствующая добавочная энергия электронов? Чем определяется число энергетических состояний при сверхтонком расщеплении?
9. ЯМР: физические основы, применение.
10. Запишите формулу для дипольного электрического момента ядра. Что характеризует эта величина?
11. Запишите формулы для наблюдаемого (спектроскопического) и собственного (внутреннего) квадрупольного моментов ядер, приведите связь между ними. Как измеряются квадрупольные моменты?
12. Поясните связь между формой ядра и величиной квадрупольного электрического момента.
13. Дайте определение чётности. Сформулируйте закон сохранения чётности.

14. Дайте определение изоспина квантовой частицы; ядра. Как определяют изоспины квантовых частиц? Ядер?
15. Запишите формулы для энергии связи ядра относительно: а) нейтронов и протонов; б) произвольной совокупности осколков. Поясните физический смысл этих величин.
16. Получите формулу для энергии связи ядра через избытки массы соответствующего атома, нейтрона и атома водорода. Запишите эту формулу для ядра Cu_{29}^{63} .
17. Запишите формулу для энергии связи нейтрона G_n и протона G_p в ядре N_7^{14} .
18. Определите с помощью полуэмпирической формулы для энергии связи заряд Z_0 ядра (среди ядер-изобар), имеющего: а) наибольшую энергию связи; б) наименьшую массу. Сравните полученные результаты, сделайте выводы.
19. Получите формулу для энергии связи ядра относительно двух осколков: $G_{\text{оск}} = G_{\text{я}} - G_{\text{я1}} - G_{\text{я2}}$, где $G_{\text{я}}$ – энергия связи исходного ядра, $G_{\text{я1}}$ и $G_{\text{я2}}$ – энергии связи ядер-осколков.
20. Используя формулу для энергии связи ядра относительно двух осколков (п. 2.19) и график для удельной энергии связи, покажите, что при делении тяжёлых и слиянии лёгких ядер выделяется энергия.
21. Получите формулу для энергии электростатического взаимодействия протонов в ядре, считая ядро равномерно заряженным по объёму шаром с зарядом Ze и радиусом $R_{\text{я}}$.
22. Нарисуйте схему энергетических уровней электронной оболочки и ядра в сильном магнитном поле. Дайте пояснения.
23. Нарисуйте схему энергетических уровней электронной оболочки в слабом магнитном поле. Дайте пояснения.
24. Выведите правило интервалов для сверхтонкого расщепления.
25. Некоторые два уровня одного и того же атома имеют различные квантовые числа I_1 и I_2 . Какое квантовое число (I или J) можно определить по числу компонент N сверхтонкого расщепления каждого уровня в том случае, когда число компонент для обоих уровней: а) одинаково; б) различно.
26. В одной из ранних классических моделей электрон рассматривался как вращающийся шарик массы m , однородно заполняющий сферу радиуса $r_0 = e^2/mc^2$, где e – заряд электрона. Собственный момент количества движения (спин) электрона равен $\hbar/2$. Покажите, что такая модель противоречит специальной теории относительности, так как линейная скорость вращения электрона v превышает скорость света c .

27. Вычислите энергию взаимодействия ядра с электронной оболочкой для случая, когда поле $V(r)$, создаваемое электронной оболочкой, обладает цилиндрической симметрией.
28. Покажите, что для сферически-симметричного ядра $Q_0 = 0$.
29. Напишите законы сохранения чётности и механического момента для реакции



30. Выведите правило определения чётности частицы, движущейся с орбитальным моментом ℓ в центрально-симметричном поле $V(r)$.
31. С помощью модели ядерных оболочек определите спины и чётности ядер He^3 , N^{15} , O^{17} .

Задачи

1. Вычислите с помощью табличных значений масс атомов энергию на один нуклон, которая выделяется при протекании реакции синтеза $Li^6 + H^2 \rightarrow 2He^4$. Сравните полученную величину с энергией на один нуклон, освобождающейся при делении ядра урана. Считайте, что при делении одного ядра урана выделяется 200 МэВ.
2. Вычислите с помощью табличных значений избытков масс энергию связи в расчёте на один нуклон в ядрах K_{19}^{39} и Pb_{82}^{208} .
3. Определите энергию реакции по разделению ядра O_8^{16} на α -частицу и ядро C_6^{12} , если известно, что энергия связи ядра O_8^{16} , C_6^{12} и He_2^4 равны соответственно: 127,62; 92,16; 28,30 МэВ.
4. Выясните устойчивость ядра Be_8 по отношению к распаду на две α -частицы. Удельные энергии связи в ядрах бериллия и гелия равны соответственно: 7,06 и 7,08 МэВ.
5. Найдите энергию связи нейтрона в ядре N^{14} , если известно, что энергии связи ядер N^{14} и N^{13} равны соответственно: 104,66 и 94,10 МэВ.
6. В одном из актов деления ядра U^{236} возникает два нейтрона и два радиоактивных осколка, которые превращаются в стабильные ядра Zr^{94} (цирконий) и Ce^{140} (церий). Найдите энергию, освобождающуюся при делении, если известно, что энергия связи на один нуклон в делящемся ядре равна 7,59 МэВ, а в стабильных ядрах-осколках соответственно 8,67 и 8,38 МэВ.
7. Дифракция частиц на ядрах проявляется наиболее отчётливо, когда длина волны де Бройля этих частиц одного порядка с размерами ядер. Вычислите кинетическую энергию электрона и дейтона (H_1^2), при которой их длина волны де Бройля равна радиусам ядер Li^6 и Po^{210} .

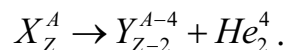
8. Выясните с помощью формулы, полученной в п. 18 Упражнений и контрольных вопросов, характер активности (β^+ или β^-) β -активных ядер Tl^{204} .
9. Найдите с помощью полуэмпирической формулы для энергии связи отношение Z^2/A , при котором деление ядра с чётными Z и A на две одинаковые части становится энергетически выгодным.
10. Вычислите с помощью полуэмпирической формулы энергию связи ядра Zn^{65} . Сравните между собой слагаемые, сделайте выводы.
11. Сколько компонент сверхтонкой структуры имеют энергетические уровни следующих атомов $Li^6(I = 1/2)$, $N^{15}(I = 3/2)$, $Cl^{35}(I = 1/2)$. В скобках указан механический момент электронной оболочки атома; спины ядер считать известными.
12. В опытах по изучению магнитным резонансным методом магнитных свойств Mg^{25} в основном состоянии обнаружено резонансное поглощение энергии при напряженности магнитного поля $H = 5,4$ кЭ и частоте переменного поля $\nu_{рез} = 1,4$ МГц. Определить гиромагнитный множитель g_j и, зная спин, магнитный момент ядра.
13. Из анализа спектра атомов Bi^{209} установлено, что энергетический уровень $D_{3/2}$ этих атомов имеет четыре компоненты сверхтонкого расщепления. Причем отношение интервалов между соседними компонентами этого уровня равно примерно 6:5:4. Определите спин ядра и число компонент сверхтонкого расщепления спектральной линии $S_{1/2} \rightarrow D_{3/2}$.
14. Пучок атомов пропускали через поперечное слабое магнитное поле; в результате число компонент расщепления пучка атомов Be^9 ($I = 0$) и Cs^{133} ($I = 1/2$) оказалось равным соответственно 4 и 16. Определите спины этих ядер.

Глава 3 РАДИОАКТИВНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ЯДЕР

Под радиоактивностью понимают самопроизвольные превращения ядер, сопровождающиеся испусканием одной или нескольких частиц. Явление радиоактивности было открыто в 1896 г. А. Беккерелем и с тех пор широко используется для решения различных научных и прикладных задач физики, медицины, биологии, сельского хозяйства, управления технологическими процессами и т. д.

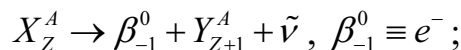
3.1. Виды радиоактивности и радиоактивные семейства

1. Процесс самопроизвольного испускания тяжёлыми ядрами высокоэнергетических ядер гелия называют *α-распадом*:

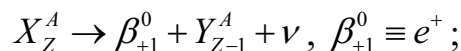


2. Самопроизвольное превращение ядер в ядра-изобары с зарядом, отличающимся на ± 1 называют *β-распадом*. Существует 3 разновидности β-радиоактивных ядер:

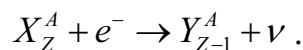
а) β⁻-радиоактивные ядра испускают электрон, который в данном случае называют β⁻-частицей, и антинейтрино $\tilde{\nu}$:



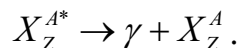
б) β⁺-радиоактивные ядра испускают позитрон (β⁺-частицу) и нейтрино ν :



в) ядра, которые самопроизвольно превращаются в ядра-изобары с зарядом, меньшим на единицу, захватывая один из электронов атомной оболочки; при этом из ядер вылетает нейтрино. Такой процесс называют *электронным захватом* (или *e-захватом*):



3. Возбуждённые ядра, энергия покоя которых больше, чем у ядер в основном состоянии, испускают *γ-излучение*:

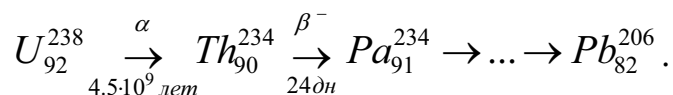


Помимо испускания γ -квантов у возбуждённых ядер имеется ещё две возможности снять возбуждение – *электронная внутренняя конверсия* и *парная конверсия*. В процессе внутренней конверсии энергия возбуждения ядра $W = (m^* - m) \cdot c^2$ передаётся одному из электронов атомной оболочки, который при этом вылетает из атома. При парной конверсии энергия возбуждения ядра превращается в энергию электронно-позитронной пары.

Перечисленные выше самопроизвольные процессы относятся к основным видам радиоактивности. Существуют и другие (неосновные) радиоактивные процессы: *спонтанное деление* тяжёлых ядер и испускание *запаздывающих* нейтронов и протонов. Два последних вида радиоактивных превращений относятся к каскадному двухступенчатому типу, так как испускание запаздывающих нейтронов (или протонов) происходит после предварительного испускания ядром электрона или позитрона. В связи с этим испускание нейтрона (протона) запаздывает на время, характеризующее предшествующий β -распад. Следует отметить, что запаздывающие нейтроны испускаются ядрами-осколками, образующимися в реакции деления тяжёлых ядер. Как раз наличие таких нейтронов позволяет осуществлять цепную реакцию деления в управляемом режиме.

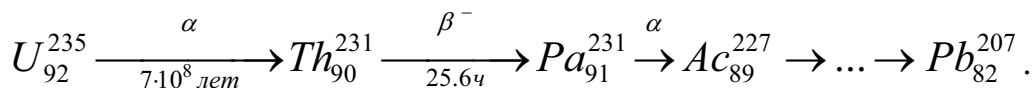
Систематическое изучение радиоактивных элементов, встречающихся в природе, показало, что их можно расположить в виде трёх последовательных цепочек, называемых *радиоактивными семействами* или *рядами*.

Первое семейство начинается с α -активного изотопа U_{92}^{238} и называется *семейством урана* (рис. 3.1 а):

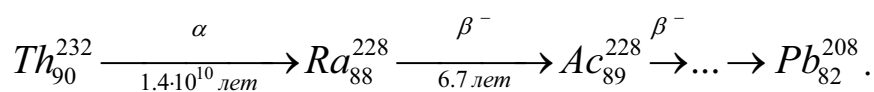


Здесь и далее над стрелкой указан вид радиоактивности, а под стрелкой приведено характерное время распада.

Второе семейство – *семейство актиноурана* – начинается с другого α -активного изотопа U_{92}^{235} (рис. 3.1 б):



Третье семейство – *семейство тория* – начинается с α -радиоактивного изотопа Th_{90}^{232} (рис. 3.1 в):



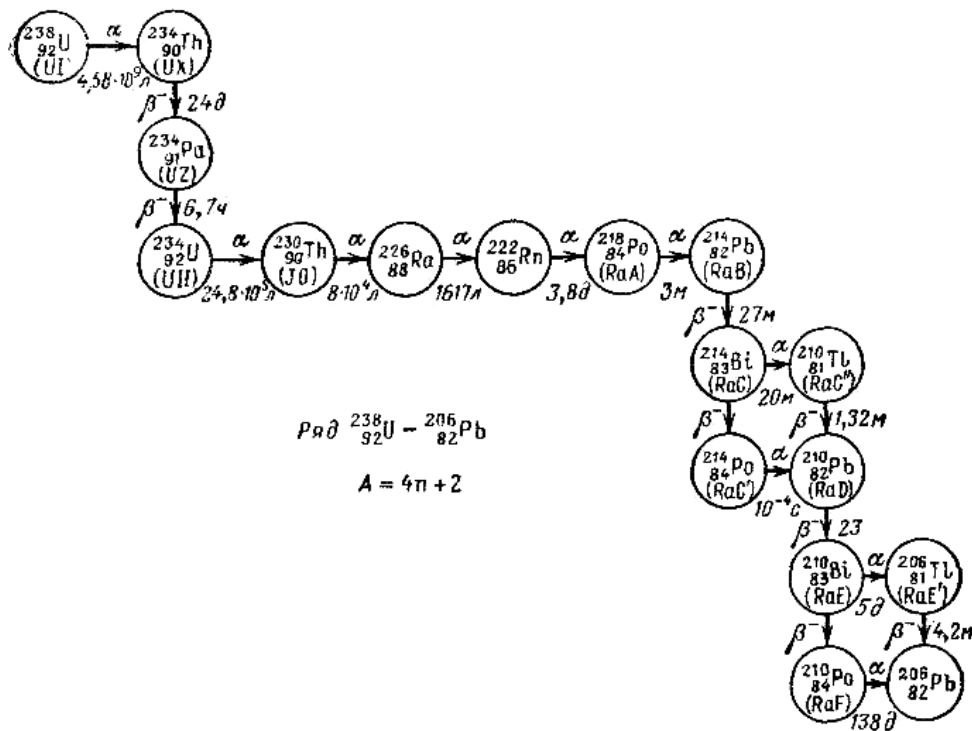


Рис. 3.1 а. Семейство урана

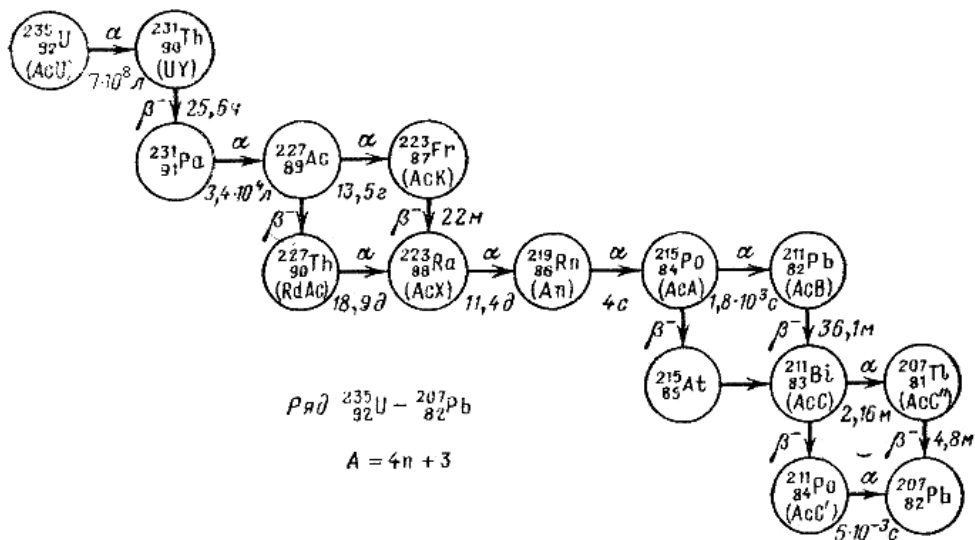


Рис. 3.1 б. Семейство актиноурана

Следует отметить, что все три семейства заканчиваются стабильными изотопами свинца, что указывает на особую устойчивость ядер свинца, содержащих магическое число протонов – 82. Массовые числа элементов в пределах каждого радиоактивного семейства или не меняются совсем (при β -распаде), или изменяются на четыре единицы (при α -распаде). Эта закономерность называется *правилом смещения*, из которого вытекает, что массовые числа членов всех трёх семейств описываются следующей формулой:

$$A = 4n + c,$$

где n – целое число; $c = 2$ для семейства урана; $c = 3$ для семейства актиноурана; $c = 0$ для семейства тория.

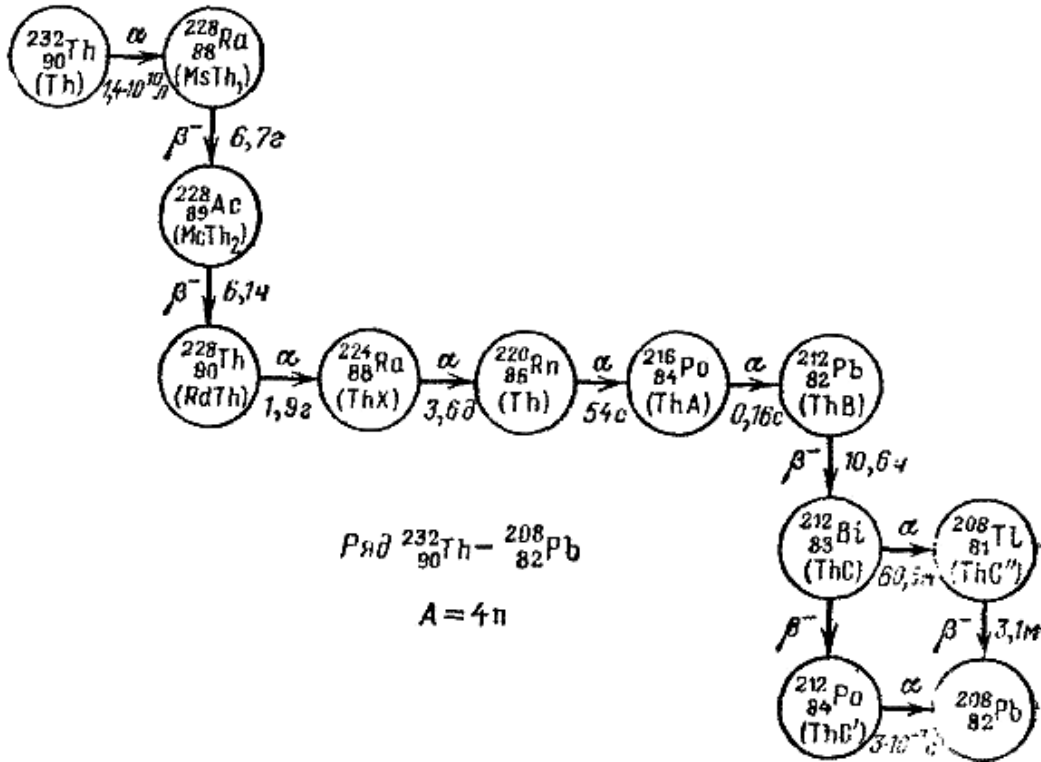


Рис. 3.1 в. Семейство тория

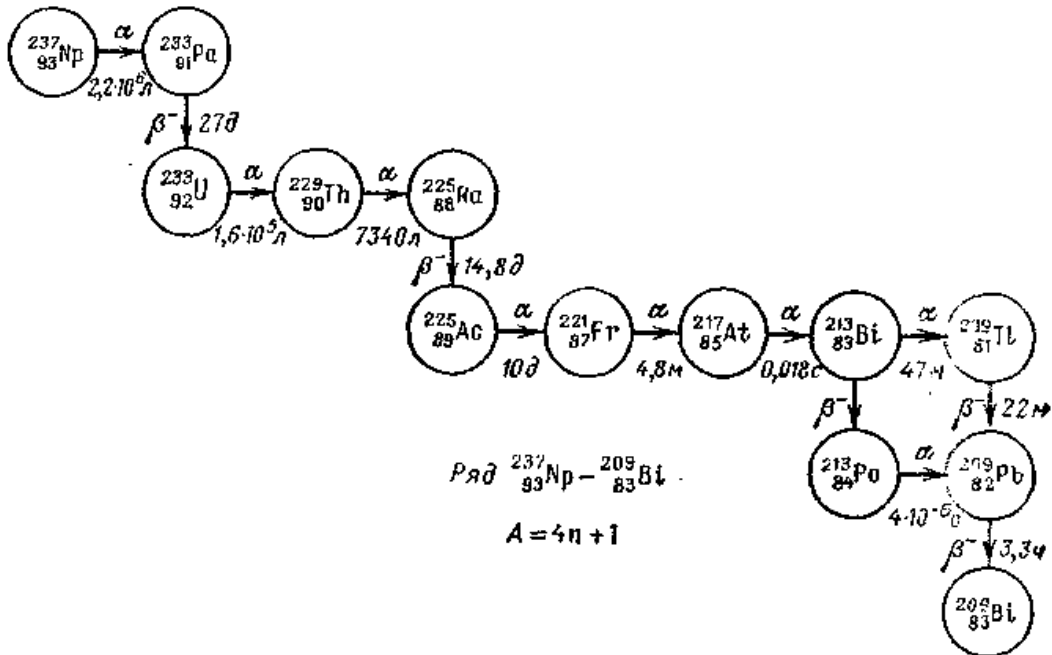
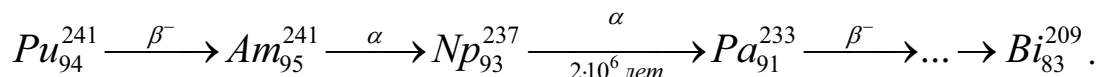


Рис. 3.1 г. Семейство нептуния

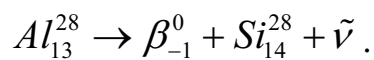
Привлекает внимание отсутствие семейства при $c = 1$. Такое семейство – *семейство нептуния* (рис. 3.1г) – было обнаружено позднее, когда научились искусственно получать изотопы различных элементов. Это семейство состоит из изотопов, уже распавшихся за время существования Земли, и поэтому не встречающихся в природе:



Этот радиоактивный ряд также заканчивается магическим ядром ($N = 126$).

3.2. Законы сохранения в радиоактивных распадах. Энергетические диаграммы

В радиоактивных превращениях, как и в любых других ядерных реакциях, выполняются законы сохранения (см. п. 1.4). Законы сохранения электрического и барионного зарядов позволяют установить, какое ядро образуется после распада. Например, при испускании β^- -частицы ядром Al^{28} , в силу закона сохранения электрического заряда, должно образоваться ядро с бóльшим на единицу порядковым номером. Это ядро кремния, массовое число которого в соответствии с законом сохранения барионного заряда равно 28:



При использовании законов сохранения энергии и импульса нужно иметь в виду, что кинетическая энергия исходного ядра, определяемая обычно энергией теплового движения ($T \sim KT^0$, где T^0 – температура среды, в которой находится ядро) для обычных температур составляет примерно (0,01...0,1) эВ, т. е. очень мала по сравнению с энергией, выделяющейся при радиоактивных распадах. Поэтому исходное ядро можно считать неподвижным, и законы сохранения в этом случае имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{l} mc^2 = \sum_{i=1}^n m_i c^2 + \sum_{i=1}^n T_i; \end{array} \right. \quad (3.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = \sum_{i=1}^n \vec{P}_i. \end{array} \right. \quad (3.2)$$

В формулах (3.1), (3.2) буквой n обозначено число продуктов реакции радиоактивного распада. Если суммарную энергию покоя продуктов реакции в формуле (3.1) перенести в левую часть, то закон сохранения энергии примет вид

$$Q = \sum_{i=1}^n T_i, \quad (3.3)$$

где $Q = mc^2 - \sum_{i=1}^n m_i c^2$ – энергия радиоактивного распада. Очевидно, что для самопроизвольных процессов эта энергия всегда больше нуля. Из формулы (3.3) видно, что энергия, выделившаяся при радиоактивном распаде, превращается в кинетическую энергию продуктов реакции.

Необходимо отметить, что для реакции электронного захвата и внутренней электронной конверсии, закон сохранения энергии будет иметь несколько другой вид, так как в реакциях участвуют связанные электроны, входящие в состав атома. Поэтому при написании закона сохранения энергии необходимо учесть энергию связи соответствующего электрона (см. формулы 3.5 и 3.7).

Очень часто радиоактивные превращения изображают в виде энергетических диаграмм, в которых нижней линии соответствует энергия покоя продуктов реакции, а верхней – энергия покоя исходного ядра (рис. 3.2).

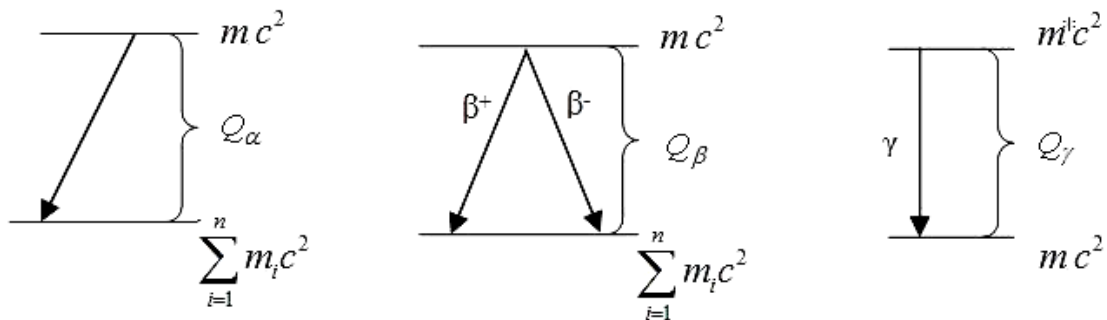


Рис. 3.2. Энергетические диаграммы для α -, β -распадов и процесса γ -излучения ядер

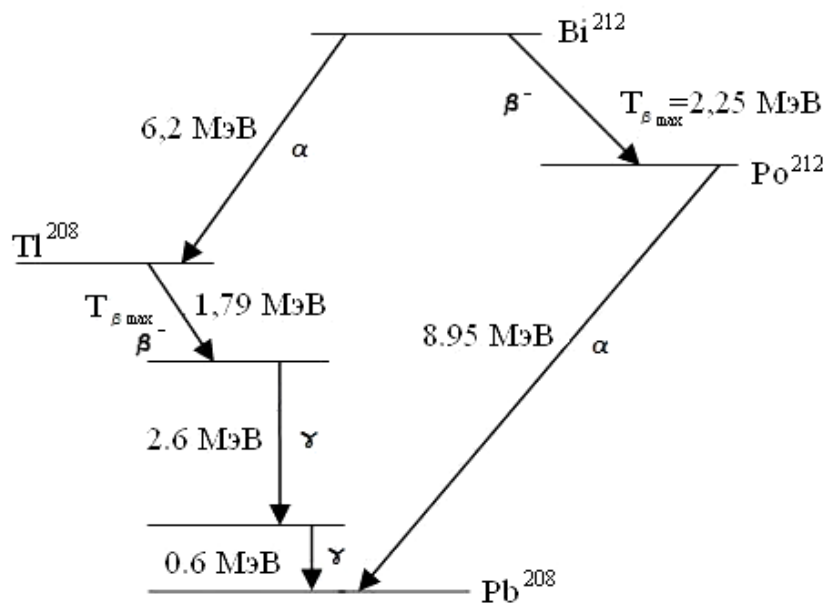


Рис. 3.3. Схема радиоактивных распадов ядер висмута и его дочерних ядер Po^{212} и Tl^{208}

Подавляющее большинство ядер испытывают разные виды радиоактивных распадов. В этом случае энергетические диаграммы имеют более сложный вид (рис. 3.3).

3.3. Законы радиоактивных распадов

Законом радиоактивного распада называют функцию $N(t)$, которая описывает число радиоактивных ядер определённого сорта, содержащихся в некотором количестве радиоактивного вещества, в зависимости от времени. Функция $N(t)$ может быть найдена путём решения соответствующего дифференциального уравнения, в котором учитываются процессы образования и распада радиоактивных ядер.

I. Сначала рассмотрим случай, когда ядра испытывают только одно превращение – радиоактивный распад. Пусть общее число радиоактивных ядер в любой момент времени t равно N . Тогда изменение числа радиоактивных ядер dN за промежуток времени dt будет равно числу распавшихся за это время ядер. Экспериментально установлено, что если промежуток времени dt мал, то число распавшихся за это время ядер пропорционально числу содержащихся в веществе ядер N :

$$\text{число распавшихся за время } dt \text{ ядер} \sim N \cdot dt,$$

или, с учётом коэффициента пропорциональности λ :

$$\text{число распавшихся за время } dt \text{ ядер} = \lambda \cdot N \cdot dt. \quad (3.4)$$

Из соотношения (3.4) следует физический смысл коэффициента пропорциональности λ :

$$\lambda = \frac{\text{число распавшихся за время } dt \text{ ядер}}{N} \cdot \frac{1}{dt} -$$

вероятность радиоактивного распада ядра в единицу времени, $[\lambda] = 1/\text{сек}$. Величину λ называют *постоянной распада*; она не зависит ни от физических условий, в которых находится изотоп (давления, температуры, агрегатного состояния), ни от химического соединения, в которое он входит.

Очевидно, в результате радиоактивного распада общее количество ядер N , содержащихся в веществе, будет уменьшаться:

$$-dN = \text{число распавшихся за время } dt \text{ ядер},$$

или с учётом выражения (3.4):

$$-dN = \lambda N dt.$$

Интегрируя это уравнение, получим основной закон радиоактивного распада (иногда его называют *законом простого радиоактивного распада*):

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (3.5)$$

где $N_0 \equiv N(0)$ – число радиоактивных ядер в момент времени $t=0$ (рис. 3.4).

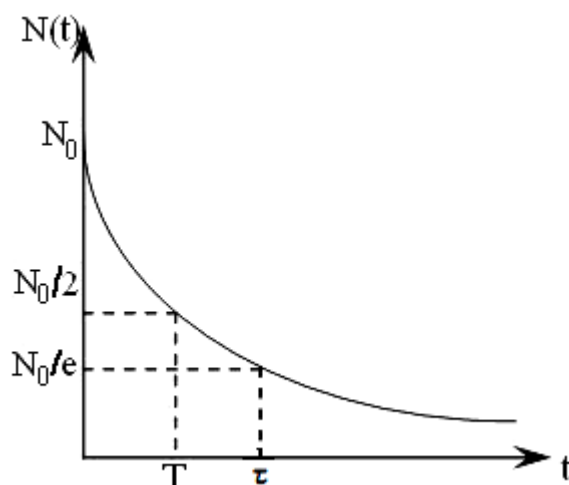


Рис. 3.4. Зависимость числа радиоактивных ядер, содержащихся в веществе, от времени t

Величина τ , обратная постоянной распада ($\tau = 1/\lambda$), определяет среднюю продолжительность жизни радиоактивных ядер. Из формулы (3.5) видно, что за среднее время жизни τ число радиоактивных ядер уменьшается в e раз. Часто радиоактивные ядра характеризуются *периодом полураспада* T – временем, в течение которого количество радиоактивных ядер уменьшается вдвое. Величины λ , τ и T связаны между собой соотношением

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693\tau.$$

Число активных ядер N трудно измерить непосредственно. На опыте, как правило, измеряется пропорциональная N величина, которая называется активностью:

$$A(t) = \lambda \cdot N(t). \quad (3.6)$$

Очевидно, активность равна количеству ядер, распадающихся за единицу времени. С учётом выражения (3.5) формула для активности имеет вид

$$A(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (3.7)$$

т. е. активность со временем убывает по экспоненциальному закону. Здесь A_0 – активность источника в начальный момент времени.

Для больших периодов полураспада T (десятки лет и более) время измерения активности t всегда много меньше T , поэтому

$\lambda t = \ln 2 \cdot \frac{t}{T} \ll 1$ и $e^{-\lambda t} \approx 1$. В этом случае активность практически не зависит от времени и можно полагать $A(t) \approx A_0$.

Единицей измерения активности является Беккерель, равный одному распаду в секунду:

$$1\text{Бк} = 1 \frac{\text{расп}}{\text{с}} = \frac{1}{\text{с}}.$$

Иногда за единицу активности принимают число распадов, происходящих за 1 с в 1 г радия (период полураспада Ra составляет 1620 лет, поэтому его активность для реального времени измерения не изменяется). Эта единица в честь автора открытия радия (Мария Склодовская-Кюри) называется «кюри» (обозначается Ku) и равна $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду, то есть $1 Ku = 3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

В полулогарифмическом масштабе зависимость (3.7) имеет вид прямой (рис. 3.5), причем тангенс угла наклона α равен постоянной распада λ :

$$\ln A(t) = \ln A_0 - \lambda t. \quad (3.8)$$

Таким образом, если измерить активность источника в разные моменты времени t , а затем построить график $\ln A(t)$, то

$$\lambda = \frac{\ln A_0 - \ln A(t)}{t}. \quad (3.9)$$

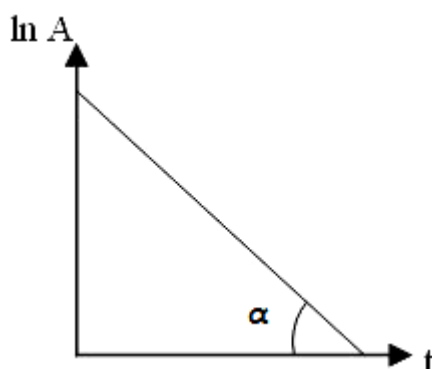
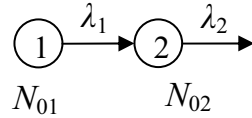


Рис. 3.5. Зависимость логарифма активности от времени t

II. В радиоактивных рядах, приведенных в п. 3.1, простому распаду, строго говоря, подвержены ядра, с которых начинаются ряды – U^{238} , U^{235} , Th^{232} . Все другие радиоактивные ядра участвуют в более сложном процессе, который называют *сложным радиоактивным распадом* – радиоактивные ядра образуются в результате радиоактивного распада. Поэтому дифференциальное уравнение для функции N_i , описывающей количество ядер сорта i в любой момент времени t , учитывает не только их убыль в результате распада, но и прибыль за счёт распада предшествующих ядер:

$$dN_i = \underbrace{\lambda_{i-1} N_{i-1} dt}_{\substack{\text{кол-во ядер сорта } i, \\ \text{образовавшихся} \\ \text{за малый промежуток} \\ \text{времени } dt}} - \underbrace{\lambda_i N_i dt}_{\substack{\text{кол-во ядер сорта } i, \\ \text{распавшихся} \\ \text{за малый промежуток} \\ \text{времени } dt}}.$$

В общем случае для отыскания функции $N_i(t)$ нужно последовательно решить систему из i дифференциальных уравнений. Ниже рассмотрен самый простой, но имеющий практическое значение случай, когда $i = 2$. Тогда радиоактивную цепочку можно представить следующим образом:



На данной схеме N_{01} , N_{02} – количество ядер соответствующего сорта в начальный момент времени; λ_1 и λ_2 – постоянные распадов.

Система уравнений в этом случае имеет вид

$$dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt; \quad (3.11)$$

$$dN_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt. \quad (3.12)$$

Решение уравнения (3.11) получено в п. I – это закон простого радиоактивного распада:

$$N_1(t) = N_{01} e^{-\lambda_1 t}. \quad (3.13)$$

Уравнение (3.12), приведённое к стандартному виду

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1, \quad (3.14)$$

интегрируется методом вариации произвольной постоянной, т. е. решение уравнения записывается в виде

$$N_2 = f(t) \cdot e^{-\lambda_2 t}. \quad (3.15)$$

После подстановки формулы (3.15) в (3.14), с учётом (3.13) получим:

$$\frac{df}{dt} e^{-\lambda_2 t} = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t}. \quad (3.16)$$

В уравнении (3.16) переменные разделяются:

$$df = \lambda_1 N_{01} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt. \quad (3.17)$$

После интегрирования выражения (3.17), имея в виду начальные условия $f(0) = N_{02}$, получим:

$$f(t) = N_{02} + \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} \left[e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} - 1 \right].$$

Подставив функцию $f(t)$ в формулу (3.15), получим закон сложного радиоактивного распада:

$$N_2(t) = N_{02} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} \left[e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right]. \quad (3.18)$$

Рассмотрим случай, когда $T_1 \gg T_2$ ($\lambda_1 \ll \lambda_2$). Если при этом $N_{02} = 0$, то выражение (3.18) упрощается:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2} [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}].$$

Проведём анализ полученной зависимости. Это удобно сделать с помощью графика функции $N_2(t)$, при построении которого временная ось разбивается на характерные интервалы – малые $t \sim T_2$, средние $T_2 \ll t \ll T_1$ и большие $t \sim T_1$ (рис. 3.6).

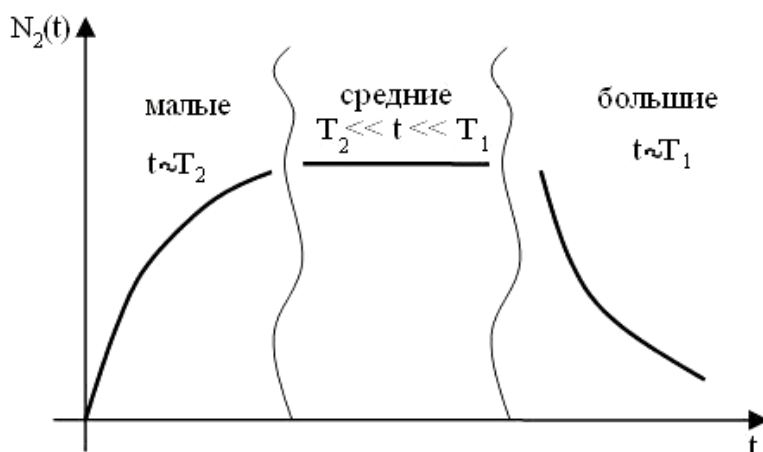


Рис. 3.6. Зависимость числа ядер, испытывающих сложный радиоактивный распад, от времени

1. Если рассматривать малые $t \sim T_2 \ll T_1$, то $e^{-\lambda_1 t} \approx 1$ и

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2} [1 - e^{-\lambda_2 t}], \quad (3.19)$$

т. е. имеем возрастающую во времени функцию.

2. Для средних значений $T_2 \ll t \ll T_1$, $e^{-\lambda_1 t} \approx 1$, а $e^{-\lambda_2 t} \approx 0$, поэтому

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2} = const.$$

Полученный результат удобно записать в виде *векового уравнения*, или уравнения *радиоактивного равновесия*:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2. \quad (3.20)$$

Физический смысл векового уравнения вполне ясен. Напомним, что произведение λN определяет число распавшихся за единицу времени ядер. Тогда из равенства (3.20) следует, что *число ядер второго сорта, образовавшихся за единицу времени* ($\lambda_1 N_1$), равно *числу распавшихся за это время ядер* ($\lambda_2 N_2$). Следует отметить, что при временах $t \gg 10 \cdot T_2$ равенство (3.20) выполняется уже с точностью около 99,9 %.

Согласно формуле (3.20) число радиоактивных ядер определённого сорта пропорционально периоду полураспада этих ядер: $\frac{N_1}{N_2} = \frac{T_1}{T_2}$. Мож-

но показать, что и для большего числа последовательных превращений, после установления векового равновесия, количество ядер каждого изотопа будет пропорционально периоду полураспада этого изотопа:

$$N_1 : N_2 : N_3 : \dots = T_1 : T_2 : T_3 : \dots$$

Вековые уравнения широко используются для определения содержания изотопов в природных рудах, а также для определения периода полураспада радиоактивных долгоживущих ядер (см. п. 3.4).

3. При больших $t \sim T_1$ $e^{-\lambda_2 t} \approx 0$, и количество радиоактивных ядер второго сорта убывает со временем по экспоненциальному закону:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 t}.$$

Таким образом, при больших временах вид зависимости $N_2(t)$ определяется законом, по которому убывает число материнских ядер.

3.4. Основные методы определения периодов полураспада

Широкое исследование свойств радиоактивных ядер показало, что величина периода полураспада T неодинакова для ядер разного сорта, но всегда одна и та же для данного изотопа.

Диапазон изменения T очень велик. Например, в настоящее время известны α -радиоактивные вещества с периодом полураспада от $3 \cdot 10^{-7}$ с (Po_{84}^{212}) до $5 \cdot 10^{15}$ лет (Nd_{60}^{144}). Поэтому не существует универсального метода, с помощью которого удалось бы измерить периоды полураспада всех радиоактивных ядер. Для измерения T применяются разные методы и приборы. Ниже рассмотрены наиболее распространённые методы, пригодные для измерения малых ($T \lesssim 10^{-7}$ с), средних ($\text{с} \lesssim T \lesssim \text{мес.}$) и больших периодов полураспада ($T \gtrsim \text{годы}$).

I. Измерение малых периодов полураспада $T \lesssim 10^{-7}$ с. Столь малые времена жизни характерны для возбуждённых ядер, испускающих жёсткое электромагнитное излучение (см. γ -излучение ядер, п. 3.7).

Физической основой метода являются квантово-механические свойства микрообъектов (в данном случае ядер), для которых выполняются известные соотношения неопределённости Гейзенберга. В частности, речь идет о соотношении $\Delta E \Delta t \approx h$, которое можно трактовать следующим образом: если время жизни квантовой частицы

$\tau = \Delta t$, то энергия такой частицы не может быть определена точнее, чем

$$\Delta E \approx h/\tau. \quad (3.21)$$

Так, если речь идет об основном состоянии, в котором ядро может находиться бесконечно долго ($\Delta t \rightarrow \infty$), то $\Delta E \rightarrow 0$, т. е. энергия основного состояния (энергия покоя) является вполне определённой величиной. Но при малых Δt неопределённость в энергии может быть достаточно большой величиной, измеряемой на опыте.

Из законов сохранения полной энергии и импульса, записанных для процесса γ -излучения ядер (п. 3.7), следует, что спектр γ -квантов должен быть моноэнергетическим (рис. 3.7, а). Однако такой результат получен без учёта имеющегося разброса энергетических состояний возбуждённых ядер. Величина разброса $\Delta E = \Gamma$ в соответствии с формулой (3.21) зависит от времени жизни ядер τ . Так, например, если $\tau \approx 1$ мин, то $\Gamma \approx 10^{-17}$ эВ, что существенно меньше характерных для γ -квантов энергий ($E_\gamma \approx$ сотни кэВ...ед. МэВ). В данном случае с высокой точностью спектр γ -квантов можно считать моноэнергетическим. Но если время жизни $\tau \approx 10^{-18}$ с, то $\Gamma \approx 1$ кэВ, т. е. соизмеримая с E_γ величина (рис. 3.7, б). По измеренной ширине спектральной линии Γ определяется время жизни γ -радиоактивных ядер $\tau = h/\Gamma$ и, следовательно, постоянная распада $\lambda = 1/\tau$. Следует отметить, что существуют прецизионные методы измерения ширины спектральной линии, относительная точность которых Γ/E_γ достигает 10^{-15} . Это методы резонансного поглощения γ -квантов ядрами, основанные на *эффекте Мессбауэра*. Эти методы позволяют существенно увеличить диапазон измеряемых значений τ (или Γ).

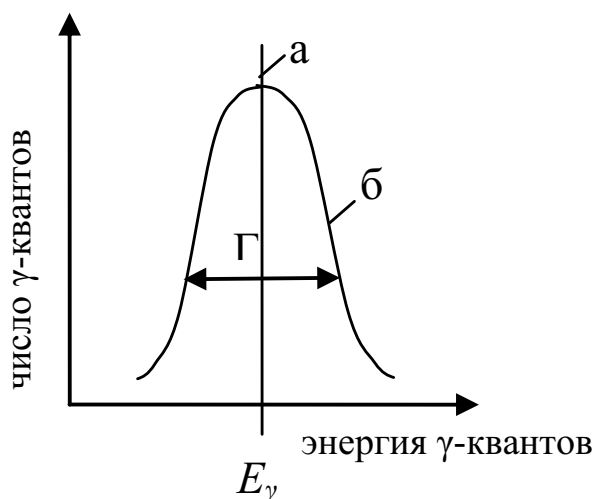


Рис. 3.7. Спектральные линии γ -излучающих ядер. Распределение а (монолиния) соответствует большим временам жизни τ ; распределение б — малым τ

II. Проще определить период полураспада, измеряя активность радиоактивного вещества в разные моменты времени. Соответствующая зависимость в полупологарифмическом масштабе изображена на рис. 3.5. Постоянная распада вычисляется по формуле (3.9). Однако непосредственно измерить убывание радиоактивности со временем можно только для таких ядер, которые имеют удобный в измерениях период полураспада от нескольких секунд до нескольких дней.

III. Большие периоды полураспада непосредственно измерить невозможно, так как для реальных времён измерения $t \ll T$ активность остается величиной постоянной:

$$A(t) = A_0 e^{-\ln 2 \cdot \frac{t}{T}} \approx A_0 = \lambda N_0 = \text{const}.$$

В данном случае период полураспада можно определить методом абсолютного счёта частиц, испускаемых известным количеством радиоактивного вещества N_0 , или при помощи векового уравнения. В качестве примера использования векового уравнения рассмотрим последовательный распад радия (Ra_{88}^{226}) с периодом полураспада $T_{Ra} \approx 1600$ лет в радиоактивный газ радон (Rn_{86}^{222}), который испускает α -частицы с периодом $T_{Rn} \approx 3,8$ дней. В этом примере как раз $T_{Ra} \gg T_{Rn}$, и для времени $t \gtrsim 10T_{Rn}$ при $N_{0Rn} = 0$ будет выполняться условие радиоактивного равновесия:

$$\lambda_{Ra} N_{Ra} = \lambda_{Rn} N_{Rn},$$

или

$$\frac{N_{Ra}}{N_{Rn}} = \frac{T_{Ra}}{T_{Rn}}. \quad (3.22)$$

Условия $N_{0Rn} = 0$ достигали специальной постановкой опыта, в котором препарат радия помещали в стеклянную колбу, соединённую с насосом. Во время работы насоса радон сразу же откачивался из колбы. Если в некоторый момент времени $t = 0$ колбу изолировать от насоса, то количество ядер радона в колбе сначала начнёт возрастать по закону (3.19), а затем при $t \gtrsim 40$ дней станет величиной постоянной.

Величины N_{Ra} , N_{Rn} , T_{Rn} , входящие в формулу (3.22) можно измерить непосредственно: N_{Ra} и N_{Rn} – точным взвешиванием, а T_{Rn} – измеряя активность радона в разные моменты времени (п. II). Тогда T_{Ra} можно вычислить по формуле (3.22).

3.5. Альфа-распад

3.5.1. Основные экспериментальные результаты по альфу-распаду

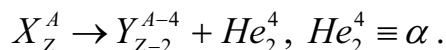
1. Тяжёлые ядра с порядковым номером $Z > 82$ (тяжелее свинца) подвержены α -распаду. Исключением являются несколько ядер редкоземельных элементов, например, Sm_{62}^{146} , Pt_{78}^{190} .
2. Периоды полураспада α -радиоактивных ядер лежат в широком диапазоне от $3 \cdot 10^{-7}$ с (Po_{84}^{212}) до $5 \cdot 10^{15}$ лет (Nd_{60}^{144}).
3. Спектр α -частиц, испускаемых ядрами, является дискретным, и характерные значения кинетической энергии α -частиц, за редким исключением, заключены в пределах $4 \text{ МэВ} \lesssim T_\alpha \lesssim 10 \text{ МэВ}$.
4. Для α -радиоактивных изотопов одного и того же элемента установлено, что кинетическая энергия α -частиц T_α уменьшается с ростом массового числа ядра. Сравнение кинетических энергий α -частиц, испускаемых ядрами-изобарами, показывает, что T_α возрастает с увеличением порядкового номера Z α -радиоактивных ядер.
5. При экспериментальном изучении свойств α -радиоактивных ядер была установлена сильная зависимость постоянной распада λ от кинетической энергии α -частицы T_α . Эту зависимость называют *законом Гейгера–Неттола*:

$$\ln T = A + \frac{B}{\sqrt{T_\alpha}}, \quad (3.23)$$

где A и B – эмпирические константы; постоянная B одинакова для всех трёх радиоактивных семейств, а постоянная A принимает разные значения в зависимости от семейства.

3.5.2. Энергетическое рассмотрение альфа-распада. Спектры альфа-частиц

Напомним, что α -распадом называется реакция следующего типа:



Необходимым условием самопроизвольных превращений ядер является их энергетическая выгодность, т. е. масса исходного ядра должна быть больше суммы масс продуктов реакции. Для α -распада это условие имеет вид

$$m_X > m_Y + m_\alpha,$$

или

$$Q_\alpha = [m_X - (m_Y + m_\alpha)] \cdot c^2 > 0. \quad (3.24)$$

Если в неравенстве (3.24) от масс ядер перейти к энергиям связи этих ядер (см. п. 2.1), то условие α -распада примет вид:

$$Q_\alpha = G_Y + G_\alpha - G_X = \varepsilon_Y (A - 4) + \varepsilon_\alpha \cdot 4 - \varepsilon_X \cdot A > 0, \quad (3.25)$$

где $\varepsilon_X, \varepsilon_Y, \varepsilon_\alpha$ – удельные энергии связи соответствующих ядер. Для анализа неравенство (3.25) удобно писать следующим образом:

$$Q_\alpha = A(\varepsilon_Y - \varepsilon_X) + 4(\varepsilon_\alpha - \varepsilon_Y) > 0. \quad (3.26)$$

Из кривой для удельной энергии связи (см. рис. 2.1) видно, что оба слагаемых в выражении (3.26) для лёгких ядер принимают отрицательные значения, что не удовлетворяет условию (3.26). Первое слагаемое больше нуля для ядер с массовым числом $A \gtrsim 60$, но в этой области значений A разница $(\varepsilon_Y - \varepsilon_X)$ очень мала, так как массовые числа исходного и дочернего ядра незначительно отличаются друг от друга. Следовательно, основной вклад в условие энергетической выгоды α -распада даёт второе слагаемое, которое больше нуля для дочерних ядер с удельной энергией связи $\varepsilon_Y < \varepsilon_\alpha \approx 7,1$ МэВ. Это ядра с массовыми числами $A \gtrsim 220$, т. е. ядра тяжелее свинца.

Законы сохранения энергии и импульса для реакции α -распада имеют вид

$$\begin{cases} Q_\alpha = T_\alpha + T_Y; \\ 0 = \vec{P}_\alpha + \vec{P}_Y. \end{cases} \quad (3.27)$$

$$(3.28)$$

Если в системе уравнений (3.27), (3.28) перейти к кинетическим энергиям ($p^2 = 2mT$), нетрудно получить:

$$T_\alpha = \frac{m_Y}{m_Y + m_\alpha} \cdot Q_\alpha; \quad (3.29)$$

$$T_Y = \frac{m_\alpha}{m_Y + m_\alpha} \cdot Q_\alpha. \quad (3.30)$$

Из выражений (3.29, 3.30) видно, что $T_\alpha \gg T_Y$, поскольку α -распаду подвержены тяжёлые ядра ($m_Y \gg m_\alpha$). Таким образом, основная часть выделяющейся при α -распаде энергии уносится α -частицей как гораздо более лёгкой, чем дочернее ядро. Кроме того, из формулы (3.29) следует, что энергия α -частиц имеет вполне определённое значение. Соответственно, спектры α -частиц должны быть моноэнергетическими.

На самом деле спектры являются дискретными, т. е. ядра испускают α -частицы с энергиями, принимающими ряд значений (рис. 3.8).

Наличие нескольких моноэнергетических линий в спектре α -частиц объясняется тем, что ядра (как исходные, так и дочерние) могут находиться в разных энергетических состояниях, т. е. иметь разные энергии покоя. Поэтому энергия реакции α -распада и, следовательно, кинетические энергии α -частиц имеют дискретный ряд значений.

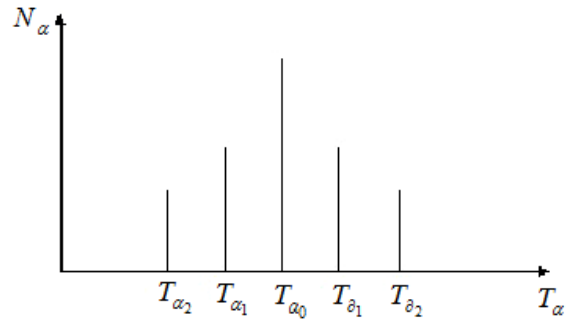


Рис. 3.8. Типичный вид спектра α -частиц

Если α -распад идёт с основного уровня исходного ядра на основной уровень дочернего ядра (рис. 3.9, а), то испускаемые α -частицы образуют основную линию α_0 с энергией T_{α_0} . Иногда распады происходят на возбуждённые уровни дочернего ядра (рис. 3.9, б). В этом случае величина энергии реакции меньше, чем для основной линии, а соответствующие α -частицы α_i с энергией T_{α_i} называют α -частицами тонкой структуры.

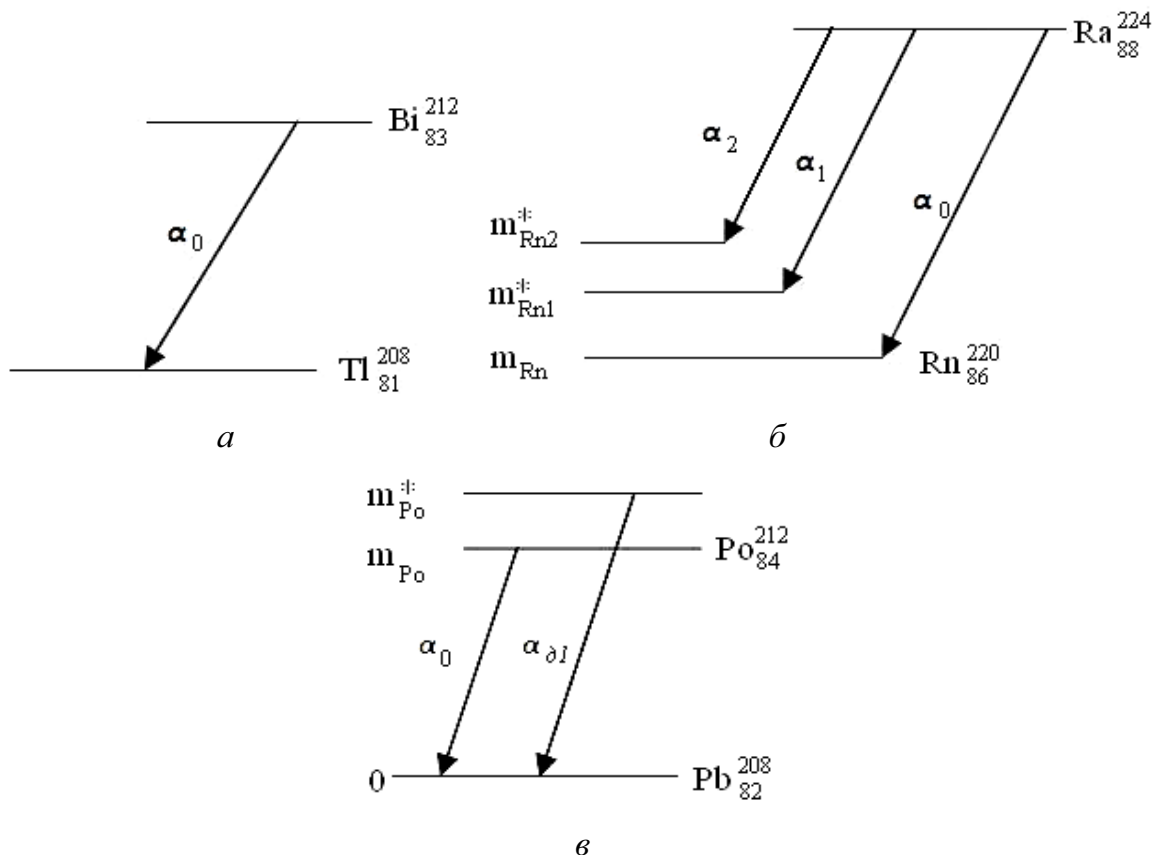


Рис. 3.9. Схемы α -распадов, демонстрирующие происхождение: а) α -частиц основной линии; б) α -частиц тонкой структуры; в) длиннопробежных α -частиц

В возбуждённом состоянии могут находиться также исходные ядра, и тогда энергия реакции и, соответственно, кинетическая энергия α -частицы T_{α_i} будет больше, чем для основной линии. В этом случае из ядер вылетают так называемые *длиннопробежные α -частицы $\alpha_{\partial i}$* (рис. 3.9, в).

В табл. 3.1 приведен состав спектра Bi_{83}^{212} , испускающего α -частицы тонкой структуры, а в табл. 3.2 – спектр длиннопробежных α -частиц, испускаемых Po_{84}^{212} .

Таблица 3.1

Относительное содержание α -частиц тонкой структуры

Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Процентное содержание*	Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Процентное содержание*
α_0	6,086	27,2	α_3	5,622	~ 0,15
α_1	6,047	69,9	α_4	5,603	~ 1,1
α_2	5,765	1,7	α_5	5,481	~ 0,016

Таблица 3.2

Относительное содержание длиннопробежных α -частиц

Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Процентное содержание*	Группы α -частиц	T_{α} , МэВ	Процентное содержание*
α_0	8,78	100	$\alpha_{\partial 2}$	10,422	~ 0,002
$\alpha_{\partial 1}$	9,492	0,0035	$\alpha_{\partial 3}$	10,453	~ 0,018

*Отличие суммы процентного состава спектра от 100 % объясняется различной степенью точности экспериментов, использованных для α -частиц разных групп.

Для каждого изотопа спектр имеет свой характерный вид, и это используется в α -спектрометрии. Действительно, измерив энергии α -частиц, испускаемых веществом, можно по соответствующим таблицам установить, какие α -радиоактивные изотопы содержатся в данном веществе.

3.5.3. Механизм альфа-распада. Элементарная теория альфа-распада

Энергетическое рассмотрение α -распада (п. II) даёт возможность описать спектры α -частиц, а также объяснить, почему α -активностью обладают ядра тяжелее свинца. Но оно не отвечает на следующий закономерный вопрос: если процесс α -распада энергетически выгоден, то почему он не происходит мгновенно? Кроме того, остаётся непонятной сильная зависимость постоянной распада от кинетической энергии α -частиц (закон Гейгера–Нетолла). Ответы на эти вопросы можно получить, если рассмотреть механизм и теорию α -распада, основанные на туннельном эффекте.

Известно, что под *туннельным эффектом* понимают способность микрочастиц, обладающих волновыми свойствами, преодолевать так называемые *потенциальные барьеры*. В данном случае словами «потенциальный барьер» обозначается запретная с точки зрения классической механики область, в которой полная энергия частицы $E = T + V$ меньше потенциальной энергии V . Вероятность проникновения частиц через барьер, или *коэффициент прозрачности* барьера, рассчитывается методами квантовой механики и определяется следующим выражением:

$$D = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(V(r) - E)} dr \right\}, \quad (3.31)$$

где m , E – соответственно масса и полная энергия частицы; $V(r)$ – потенциальная энергия; параметры r_1 , r_2 определяют границы «запретной зоны».

При α -распаде потенциальный барьер возникает, главным образом, в результате кулоновского взаимодействия α -частицы с дочерним ядром. Энергия этого взаимодействия $V_{\text{кул}}(r) = \frac{2eZe}{r}$ изображена на рис. 3.10 (пояснения к рисунку см. п. 1.3).

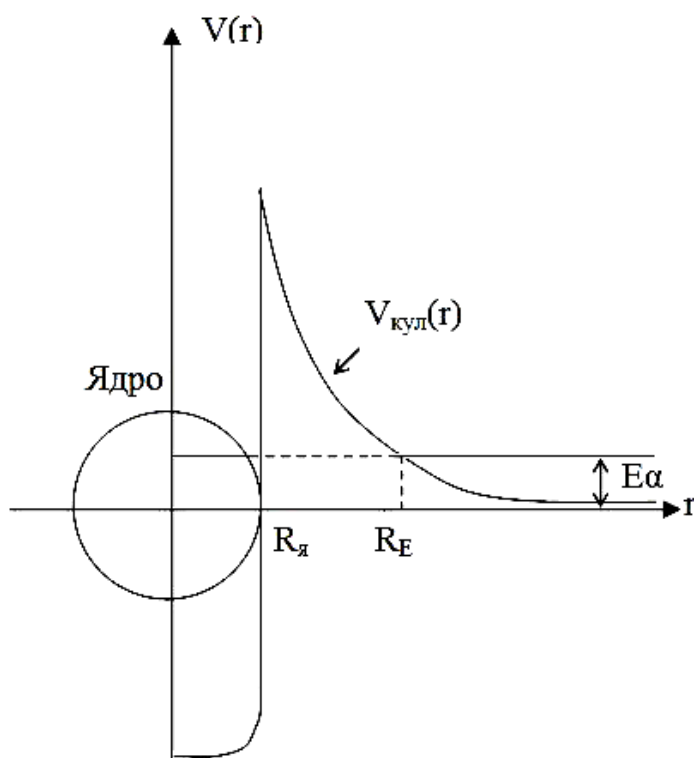


Рис. 3.10. Зависимость потенциальной энергии взаимодействия заряженной частицы с ядром от расстояния

Значение энергии кулоновского отталкивания при минимальном расстоянии между ядром и α -частицей $r_{\min} = R_{\text{я}} + R_{\alpha}$, определяемое выражением:

$$V_{\text{кул}}(r_{\min}) = B_{\text{кул}} = \frac{2eZe}{(R_{\text{я}} + R_{\alpha})} \approx \frac{2e^2Z}{R_{\text{я}}} \quad (3.32)$$

Для тяжёлых ядер составляет примерно (20...30) МэВ, что существенно больше полной энергии α -частицы, не превышающей 10 МэВ. В соответствии с законом сохранения полной энергии $E_{\alpha} = T_{\alpha} + V_{\text{кул}}(r) = \text{const}$ при всех значениях r . При больших расстояниях от ядра $V_{\text{кул}}(\infty) = 0$ и $E_{\alpha} \equiv T_{\alpha} \lesssim 10$ МэВ.

Таким образом, при вылете из ядра α -частица должна преодолеть кулоновский барьер, границы которого, как это видно из рис. 3.10, определяются радиусом ядра $R_{\text{я}}$ и параметром R_E , который находится из закона сохранения полной энергии:

$$E_{\alpha} = V_{\text{кул}}(R_E) = \frac{2e^2Z}{R_E}. \quad (3.33)$$

Тогда формула для коэффициента прозрачности принимает вид

$$D = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{R_{\text{я}}}^{R_E} \sqrt{2\mu(V_{\text{кул}}(r) - E_{\alpha})} dr \right\}. \quad (3.34)$$

Здесь $\mu = \frac{m_{\alpha}m_{\text{я}}}{m_{\alpha} + m_{\text{я}}}$ – приведённая масса α -частицы и ядра отдачи; для тяжёлых ядер $m_{\text{я}} \gg m_{\alpha}$, поэтому $\mu \approx m_{\alpha}$.

Очевидно, постоянная α -распада λ будет пропорциональна коэффициенту прозрачности барьера

$$\lambda = kD, \quad (3.35)$$

где k – вероятность того, что α -частица окажется на границе ядра. Оценку этой вероятности можно получить, считая, что она равна частоте соударений α -частицы с поверхностью ядра. Тогда, если скорость α -частицы в ядре v_{α} ,

то время пролета через ядро $\tau = \frac{2R_{\text{я}}}{v_{\alpha}}$ и $k = \frac{1}{\tau} = \frac{v_{\alpha}}{2R_{\text{я}}}$. Скорость α -частицы в

ядре можно оценить, используя соотношения неопределенностей «импульс–координата» $\Delta p \Delta x \approx 2\pi\hbar$ и полагая, что $v_{\alpha} \approx \Delta v_{\alpha}$. Тогда, если $\Delta P = m_{\alpha} \Delta v_{\alpha}$

и $\Delta x \approx 2R_{\text{я}} = 10^{-12}$ см, то $v_{\alpha} \approx \frac{2\pi\hbar}{m_{\alpha} 2R_{\text{я}}} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}}{4 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot 10^{-12} \text{ см}} \approx 10^9 \frac{\text{см}}{\text{с}}$.

Следовательно, множитель k в формуле (3.35) равен:

$$k = \frac{10^9 \text{ см/с}}{10^{-12} \text{ см}} \approx 10^{21} \frac{1}{\text{с}}.$$

Интеграл в показателе экспоненты (формула (3.34)) можно взять, если сделать замену переменной: $r = R_E \rho^2$; $dr = R_E 2\rho d\rho$.

Тогда с учётом выражения (3.33) получим:

$$\begin{aligned} \int_{R_{\alpha}}^{R_E} \sqrt{2m_{\alpha} \left(\frac{2e^2 Z}{r} - E_{\alpha} \right)} dr &= \sqrt{2m_{\alpha} E_{\alpha}} \int_{R_{\alpha}}^{R_E} \sqrt{\left(\frac{R_E}{r} - 1 \right)} dr = \\ &= \sqrt{2m_{\alpha} E_{\alpha}} 2R_E \int_{\frac{R_{\alpha}}{R_E}}^1 \sqrt{(1 - \rho^2)} d\rho = \sqrt{2m_{\alpha} E_{\alpha}} 2R_E \frac{1}{2} \cdot \left\{ \rho \sqrt{1 - \rho^2} - \arccos \rho \right\} \Big|_{\frac{R_{\alpha}}{R_E}}^1 = \\ &= \sqrt{2m_{\alpha} E_{\alpha}} R_E \left\{ \arccos \sqrt{\frac{R_{\alpha}}{R_E}} - \sqrt{\frac{R_{\alpha}}{R_E}} \cdot \sqrt{1 - \frac{R_{\alpha}}{R_E}} \right\}. \end{aligned}$$

Учтем, что $\frac{R_{\alpha}}{R_E} = \frac{E_{\alpha}}{B_{кул}} = \varepsilon$ – функция энергии α -частицы. Тогда пока-

затель экспоненты в формуле для коэффициента прозрачности примет вид

$$\frac{2}{\hbar} \int_{R_{\alpha}}^{R_E} \dots \approx 1,74 \sqrt{Z} A^{1/6} \varphi(\varepsilon) = c \varphi(\varepsilon), \quad (3.36)$$

где $\varphi(\varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \left\{ \arccos \sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon} \sqrt{1 - \varepsilon} \right\}$. Выражение (3.36) получено с учётом того, что $R_{\alpha} = r_0 A^{1/3}$; $r_0 \approx (1,2 \dots 1,4) \cdot 10^{-13}$ см.

Таким образом, постоянную α -распада можно записать в виде

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \ln 2 \cdot k^{-1} \cdot \exp(c \cdot \varphi(\varepsilon)).$$

Отсюда, логарифмируя, получим выражение, по виду совпадающее с законом Гейгера–Нетолла:

$$\ln T = \ln \left(\frac{0,693}{k} \right) + c \varphi(\varepsilon).$$

Сравнение расчётных и экспериментальных значений λ (или T) показывает их хорошее совпадение для α -переходов между основными состояниями чётно-чётных ядер (рис. 3.11). Для других α -переходов или ядер с нечётным A вероятность α -распада может быть существенно меньше теоретической. Это связано с тем, что рассмотренная элементарная теория не учитывает ряда факторов, влияющих на вероятность α -распада. Например, теория не рассматривает вероятность образования α -частицы в исходном ядре. Предполагается, что α -частица существует в ядре в готовом виде. Такие допущения, скорее всего, являются достаточно хорошими для чётно-чётных ядер. При определении ширины барьера считается, что ядра обладают сферической формой. Но для большин-

ства тяжёлых α -радиоактивных ядер это далеко не так (см. п. 2.7). Не учитывается и взаимодействие α -частицы с электронной оболочкой атома, что может привести к уменьшению высоты кулоновского барьера.

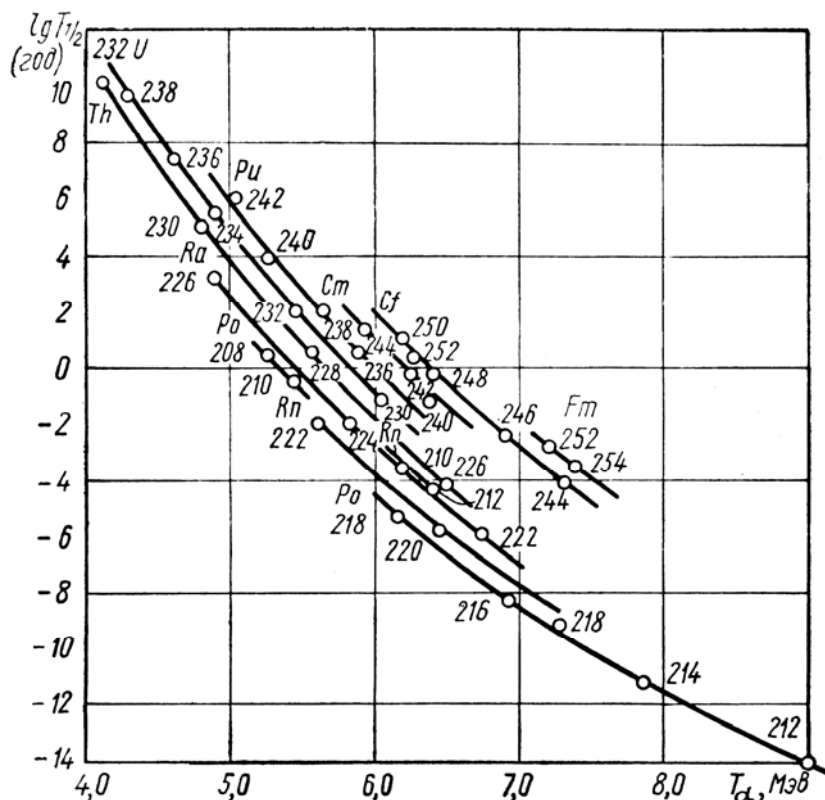
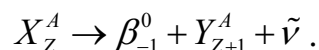


Рис. 3.11. Зависимость логарифма периода полураспада от кинетической энергии α -частицы для чётно-чётных ядер. Сплошными линиями изображены теоретические кривые

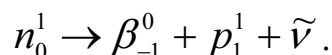
3.6. Бета-радиоактивность

3.6.1. Виды и энергетические условия бета-распадов

а) β^- -распад. Реакция имеет вид



В этой реакции один из нейтронов ядра испускает электрон (β_{-1}^0) и антинейтрино ($\tilde{\nu}$) и превращается в протон:



В результате порядковый номер образовавшегося ядра становится на единицу больше, а массовое число остается неизменным.

Реакция превращения нейтрона в протон протекает и на свободных нейтронах, поскольку $m_n > m_p + m_e + m_{\tilde{\nu}}$. Таким образом, в свободном со-

стоянии нейтрон является нестабильной частицей с периодом полураспада $T \approx 12$ мин. Следует отметить, что вопрос о точном значении массы антинейтрино (также, как и нейтрино ν , возникающем при β^+ -распаде, см. далее) до сих пор остаётся открытым. По разным оценкам масса этих частиц, по крайней мере, не превышает 10...50 эВ, поэтому обычно полагают $m_{\bar{\nu}} = m_{\nu} = 0$. Для сравнения полезно напомнить, что массы других частиц, участвующих в β -распадах, значительно больше:

$$m_n c^2 \approx 939,53 \text{ МэВ}; m_p c^2 \approx 938,23 \text{ МэВ};$$

$$m_{\beta^+} c^2 = m_{\beta^-} c^2 = m_e c^2 \approx 0,511 \text{ МэВ}.$$

В таком случае энергетическое условие β^- -распада имеет вид

$$Q_{\beta^-} = [m(Z, A) - (m(Z+1, A) + m_e)] \cdot c^2 > 0, \quad (3.37)$$

или

$$m(Z, A) > m(Z+1, A) + m_e. \quad (3.38)$$

В неравенствах (3.37), (3.38) перейдём к измеряемым на опыте массам атомов $M(Z, A)$, точнее к их избыткам $\Delta = M(Z, A) - A$. Для этого к обеим частям неравенства (3.38) прибавим Zm_e . Тогда, пренебрегая энергией связи электронов в атомах, получим:

$$m(Z, A) + Zm_e \approx M(Z, A), \quad (3.39)$$

энергетическое условие β^- -распада можно записать в виде

$$Q_{\beta^-} = [M(Z, A) - M(Z+1, A)] \cdot c^2 > 0, \quad (3.40)$$

или

$$M(Z, A) > M(Z+1, A). \quad (3.41)$$

Приближение (3.39) практически не вносит ошибку в неравенства (3.40) (3.41), так как погрешности в определении масс атомов $M(Z, A)$ и $M(Z+1, A)$ примерно одинаковы.

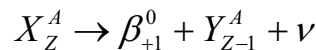
Если в выражениях (3.40) и (3.41) перейти к избыткам, то энергетическое условие β^- -распада можно записать следующим образом:

$$\Delta(Z, A) > \Delta(Z+1, A), \quad (3.42)$$

следовательно,

$$Q_{\beta^-} = [\Delta(Z, A) - \Delta(Z+1, A)] \cdot c^2. \quad (3.43)$$

б) β^+ -распад. В этой реакции:



один из протонов ядра превращается в нейтрон, испуская позитрон-нейтринную пару ($p_1^1 \rightarrow n_0^1 + \beta_{+1}^0 + \nu$). Такое превращение возможно только в ядрах, на свободных протонах эта реакция не идёт, так как масса протона меньше массы получающихся продуктов реакции.

При β^+ -распадах ядер недостающая энергия восполняется другими нуклонами, входящими в состав ядра. В энергетическом условии β^+ -распада:

$$Q_{\beta^+} = [m(Z, A) - (m(Z-1, A) + m_e)]c^2 > 0. \quad (3.45)$$

Также перейдём к избыткам. Если к обеим частям неравенства добавить Zm_e и учесть, что

$$M(Z-1, A) \approx m(Z-1, A) + (Z-1)m_e,$$

то в правой части неравенства появятся две «лишние» массы электронов, и оно примет вид

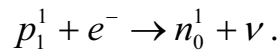
$$M(Z-1, A) > M(Z-1, A) + 2m_e. \quad (3.46)$$

Переходя к избыткам, получим:

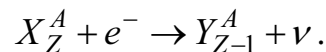
$$\Delta(Z, A) > \Delta(Z-1, A) + 2m_e; \quad (3.47)$$

$$Q_{\beta^+} = [\Delta(Z, A) - \Delta(Z-1, A) - 2m_e]c^2. \quad (3.48)$$

в) *электронный захват (e-захват)*. При протекании этого процесса один из протонов ядра захватывает электрон из атомной оболочки и превращается в нейтрон:



Таким образом, реакция e-захвата имеет вид



С наибольшей вероятностью захват электрона происходит с ближайшей к ядру K-оболочки (*K-захват*), но возможен захват и с других оболочек (*L-захват*, *M-захват* и т. д.). Эта реакция характерна для средних и тяжёлых атомов, в которых электронные оболочки расположены достаточно близко к ядру.

После захвата электрона на одной из нижних оболочек образуется энергетически выгодная вакансия, которая заполняется электронами с верхних оболочек. В соответствующих переходах выделяется энергия в виде *характеристического электромагнитного излучения*. Наличие этого излучения как раз и позволило в 30-е гг. XX в. установить существование реакции электронного захвата.

Запишем энергетическое условие e-захвата:

$$Q_e = [m(Z, A) + m_e - m(Z-1, A)]c^2 > 0, \quad (3.49)$$

или

$$m(Z, A) + m_e > m(Z - 1, A). \quad (3.50)$$

К обеим частям неравенства (3.50) добавим $(Z - 1)m_e$, тогда оно примет вид

$$M(Z - 1, A) > M(Z - 1, A). \quad (3.51)$$

Переходя к избыткам, получим:

$$\Delta(Z, A) > \Delta(Z - 1, A). \quad (3.52)$$

Энергия реакции электронного захвата, очевидно, может быть рассчитана по формуле

$$Q_e = [\Delta(Z, A) - \Delta(Z - 1, A)] c^2. \quad (3.53)$$

Характерные значения энергии, выделяющейся при β -распадах, составляют сотни килоэлектронвольт ... единицы мегаэлектронвольт.

Из сравнения энергетических условий β^+ -распада (3.46) и электронного захвата (3.51) следует, что для некоторых ядер эти процессы являются конкурирующими. Действительно, если для каких-либо соседних атомов выполняется более сильное неравенство (3.46), то тоже будет выполняться неравенство (3.51). Более того, существуют ядра, которые участвуют во всех трёх процессах β -распада (см. рис. 3.12, а также п. 2.2).

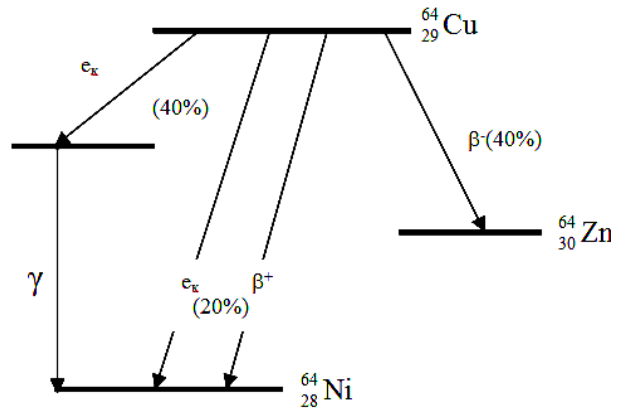


Рис. 3.12. Схема радиоактивного распада ядра Cu^{64}_{29}

3.6.2. Энергетический спектр бета-частиц. Гипотеза нейтрино

Энергетические спектры β -частиц были измерены в 20-е гг. прошлого века с помощью масс-спектрометров. Они оказались непрерывными (рис. 3.13), причем энергия β -частиц изменялась в диапазоне $0 \lesssim T_\beta \lesssim Q_\beta$, а средняя энергия β -спектра \bar{T}_β составила не более половины энергии реакции Q_β :

$$\bar{T}_\beta \approx \begin{cases} \frac{1}{2} Q_\beta & \text{для лёгких ядер;} \\ \frac{1}{3} Q_\beta & \text{для тяжёлых ядер.} \end{cases}$$

В те годы о существовании нейтрино не подозревали, поэтому считалось, что β -распад идёт по той же схеме, что и α -распад,

т. е. с образованием двух частиц – дочернего ядра и β -частицы. Но в таком случае и спектр β -частиц должен быть таким же, как у α -частиц, т. е. моноэнергетическим, точнее, дискретным (см. 3.5, п. II). Напомним, что дискретность спектра α -частиц является следствием законов сохранения энергии и импульса.

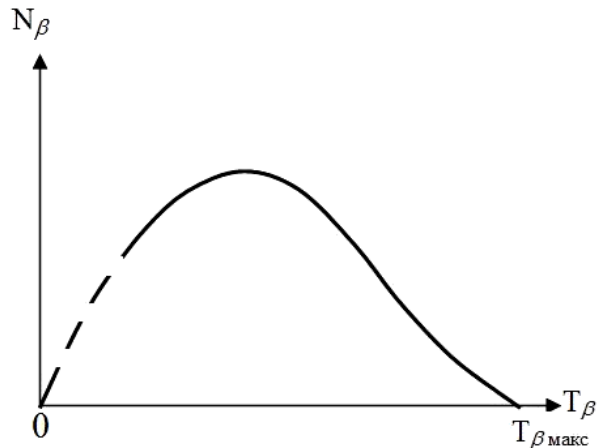


Рис. 3.13. Характерный вид энергетического спектра β -частиц

Было высказано несколько гипотез, объясняющих непрерывность β -спектра. Одна из самых радикальных – при β -распадах не выполняются законы сохранения – была высказана Н. Бором. Наиболее правдоподобной казалась гипотеза Л. Мейтнера (1922 г.), в соответствии с которой электроны вылетают из ядер с дискретным набором энергий, но теряют более или менее значительную часть энергии в зависимости от толщины слоя радиоактивного вещества, который им приходится проходить до вылета из источника.

Для проверки этой гипотезы был поставлен калориметрический опыт (Эллис, Вустер, 1927 г.). Источник помещали в толстостенный медный калориметр, в котором поглощалась вся энергия β -частиц. Поглощённая энергия рассчитывалась по известной формуле

$$Q_{\text{погл}} = c_{\text{си}} m_{\text{си}} (T_{\text{кон}}^0 - T_{\text{нач}}^0),$$

где $c_{\text{си}}$ – удельная теплоёмкость калориметра; $m_{\text{си}}$ – масса калориметра; $T_{\text{нач}}^0, T_{\text{кон}}^0$ – температура калориметра в начале и конце опыта соответственно, измерялась с помощью терморпары.

Нетрудно рассчитать и всю энергию, выделившуюся за время проведения опыта $t_{\text{он}}$:

$$Q_{\text{выд}} = Q_{\beta} N_{\text{расп}}(t_{\text{он}}).$$

Здесь $N_{\text{расп}}(t_{\text{он}})$ – число ядер, распавшихся за время проведения опыта, рассчитывается с помощью закона простого радиоактивного распада:

$$N_{расч}(t_{он}) = N_0(1 - e^{-\lambda t_{он}}) \approx N_0 \lambda t_{он}.$$

Формула записана с учётом того, что в опыте использовали радиоактивный изотоп со сравнительно большим периодом полураспада, поэтому

$$\lambda t_{он} = \ln 2 \cdot \frac{t_{он}}{T_{1/2}} \ll 1, \text{ и } e^{-\lambda t_{он}} \approx 1 - \lambda t_{он}.$$

При сравнении результатов измерений с расчётами оказалось, что между поглощённой и выделившейся энергией выполняется соотношение:

$$Q_{погл} \approx \begin{cases} \frac{1}{2} Q_{выд} & \text{для лёгких ядер;} \\ \frac{1}{3} Q_{выд} & \text{для тяжёлых ядер.} \end{cases}$$

Таким образом, полученные в опыте результаты полностью согласовывались с результатами спектральных измерений. Другими словами, в опыте была измерена средняя энергия β -спектра, т. е.

$$Q_{погл} = \bar{T}_\beta N_{расч}(t_{он}).$$

Но тогда получалось, что большая часть энергии β -распада бесследно исчезала.

Необходимо отметить, что трудности возникали не только с законами сохранения энергии и импульса, но и с законом сохранения механического момента. Этот вывод следует из следующих простых соображений. При β -распаде массовое число ядра не изменяется. Тогда не должен изменяться и характер спина ядра, т. е. при чётном A он должен быть до и после распада целым, а при нечётном A – полуцелым. Однако, электрон, вылетающий из ядра при β -распаде, имеет полуцелый спин $S = \frac{1}{2}$. И если допустить, что при β -распаде из ядра вылетает только электрон, то характер спина ядра после реакции должен измениться, чего, конечно, не происходит.

Непростую ситуацию с законами сохранения удалось разрешить Паули в 1931 г., когда он высказал свою гипотезу. Он постулировал существование нейтральной частицы, испускаемой в процессе β -распада вместе с электроном (или позитроном). Эта частица как раз и уносит «исчезнувшую» энергию. Ферми придумал название этой частицы – *нейтрино*.

Тогда, в соответствии с гипотезой Паули, законы сохранения энергии и импульса для процессов β -распада имеют вид

$$\left\{ \begin{aligned} Q_\beta &= T_\beta + T_Y + T_\nu; \end{aligned} \right. \quad (3.54)$$

$$\left\{ \begin{aligned} 0 &= \vec{P}_\beta + \vec{P}_Y + \vec{P}_\nu. \end{aligned} \right. \quad (3.55)$$

Рассматривая формулы (3.54), (3.55) как систему алгебраических уравнений относительно кинетических энергий продуктов реакции нетрудно заметить, что система недоопределена, т. е. число неизвестных в ней больше числа уравнений. В таком случае система имеет бесконечное множество решений, в том числе и для величины T_β , что как раз соответствует непрерывному β -спектру.

При использовании закона сохранения энергии (3.54) полезно помнить, что при вылете из ядра лёгких частиц кинетическая энергия ядер отдачи очень мала в сравнении с кинетическими энергиями лёгких продуктов реакции (см. например, α -распад). Следовательно, практически вся энергия, выделившаяся при β -распаде, переходит в кинетическую энергию β -частицы и нейтрино:

$$Q_\beta \approx T_\beta + T_\nu.$$

Однако, полагая $T_Y \approx 0$, нельзя считать, что и $\vec{P}_Y \approx 0$. В таком случае, как и при α -распаде, законы сохранения энергии и импульса можно рассматривать как систему двух уравнений с двумя неизвестными – кинетической энергии β -частицы и нейтрино. Такая система является определённой и имеет единственное решение, а значит спектр β -частиц должен быть моноэнергетическим, что противоречит опыту⁵.

Опираясь на законы сохранения, нетрудно предсказать основные свойства нейтрино:

1. Масса нейтрино должна быть много меньше массы электрона, так как измеренная в опыте максимальная кинетическая энергия β -частиц практически совпадает с энергией реакции ($T_{\beta \max} \approx Q_\beta$), рассчитанной без учёта массы нейтрино. Считают, $m_\nu = m_{\bar{\nu}} = 0$. Тогда связь между кинетической энергией и импульсом у нейтрино такая же, как у γ -квантов:

$$T_\nu = c P_\nu.$$

2. Заряд частицы равен нулю.
3. Спин нейтрино должен быть полуцелым. Впоследствии установили, что $S_\nu = S_{\bar{\nu}} = \frac{1}{2}$.
4. Сечение взаимодействия нейтрино с веществом σ_ν должно быть очень малым, иначе результаты этого взаимодействия удалось бы

⁵ Надо иметь в виду, что при малых скоростях частицы $v \ll c$, где c – скорость света, её кинетическая энергия $T = \frac{mv^2}{2}$ является величиной второго порядка малости, в то время как импульс $P = mv$ – величиной первого порядка малости.

обнаружить, например, в опыте с калориметром. Измерения показали, что $\sigma_\nu \approx 10^{-44} \dots 10^{-42} \text{ см}^2$. Столь малые сечения объясняются тем, что нейтрино участвуют только в слабых взаимодействиях.

При детальном изучении свойств нейтрино было установлено, что при β^+ - и β^- -распадах испускаются разные частицы. Отличие антинейтрино и нейтрино заключается в разном направлении спина частицы относительно её импульса (рис. 3.14).

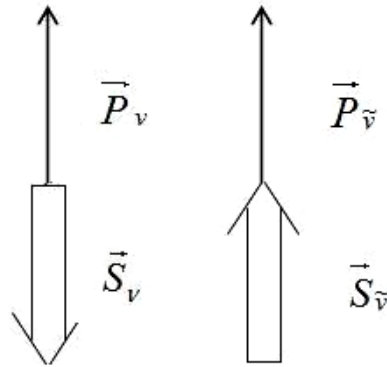


Рис. 3.14. Направление движения и спина для нейтрино и антинейтрино

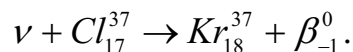
Различие нейтрино и анти-нейтрино проявляется в том, что эти частицы по-разному взаимодействуют с веществом. Например, под действием нейтрино возможно превращение нейтрона в протон:



и такая реакция не идёт под действием антинейтрино:



Реакция (3.56) была обнаружена при взаимодействии солнечных нейтрино с ядрами Cl_{17}^{37} :



Несмотря на неоднократные попытки (Дэвис, 50-е гг. XX в.), реакция (3.57), разумеется, не была зарегистрирована.

3.6.3. Опыты по обнаружению нейтрино

Приборов, способных зарегистрировать непосредственно нейтральные частицы, в том числе нейтрино, не существует. Однако можно зарегистрировать продукты реакций под действием нейтральных частиц. Из-за малости сечений взаимодействия нейтрино с веществом для осуществления реакций нужны большие потоки нейтрино, либо большие мишени. Действительно, число реакций n_p в тонкой мишени (см. п. 1.5; мишень можно считать тонкой из-за малости сечения) равно:

$$n_p = \sigma_\nu N_\nu n t_{об},$$

где n – число ядер мишени; $t_{об}$ – время облучения; N_ν – поток нейтрино.

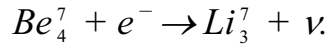
Если принять $\sigma_\nu \approx 10^{-44} \dots 10^{-42} \text{ см}^2$ и $n \approx N_A \approx 6 \cdot 10^{23}$, то для регистрации хотя бы одной реакции в час ($n_p = 1 \frac{1}{\text{час}}$) нужен поток:

$$N_\nu = \frac{n_p}{\sigma_\nu n \cdot t} \approx \frac{1}{(10^{-44} \dots 10^{-42}) \text{ см}^2 \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 3600 \text{ с}} \approx 5(10^{15} \dots 10^{17}) \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

Столь большие потоки частиц удаётся получить в ядерных реакторах, в которых возникают β^- -радиоактивные ядра как продукты реакции деления тяжёлых ядер. Ядерные реакторы были запущены в действие только в 50-е гг. прошлого века, поэтому первый опыт по обнаружению нейтрино (Аллен, начало 40-х гг.) был косвенным.

1. Косвенный опыт по обнаружению нейтрино.

В опыте измеряли кинетическую энергию ядер отдачи Li_3^7 , возникающих в реакции K -захвата:



Измеренное значение T_{Li^7} сравнивали с расчётным, полученным в предположении, что реакция идёт с выделением нейтрино. В этом случае законы сохранения энергии и импульса имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{l} m_{\text{Be}^7} c^2 + m_e c^2 - \varepsilon_K = m_{\text{Li}^7} c^2 + T_{\text{Li}^7} + T_\nu; \\ 0 = \vec{P}_{\text{Li}^7} + \vec{P}_\nu. \end{array} \right. \quad (3.58)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = \vec{P}_{\text{Li}^7} + \vec{P}_\nu. \end{array} \right. \quad (3.59)$$

Здесь ε_K – энергия связи электрона на K -оболочке в атоме Be_4^7 . Уравнение (3.58) запишем следующим образом:

$$Q_e = \varepsilon_K + T_{\text{Li}^7} + T_\nu, \quad (3.60)$$

где $Q_e = (m_{\text{Be}^7} + m_e - m_{\text{Li}^7}) \cdot c^2 = (\Delta_{\text{Be}^7} + \Delta_{\text{Li}^7}) \cdot c^2 = 0,864 \text{ МэВ}$.

Энергия связи электронов в лёгких атомах составляет десятки электронвольт, т. е. в данном случае $\varepsilon_K \ll Q_e$. Также необходимо учесть, что при вылете из ядра лёгкой частицы практически вся выделившаяся при распаде энергия передаётся этой частице, т. е. $T_\nu \approx Q_e$.

Оценку кинетической энергии ядра отдачи Li_3^7 можно произвести, используя закон сохранения импульса (3.59), который перепишем в виде

$$P_{\text{Li}^7}^2 = P_\nu^2.$$

Используя известные соотношения между кинетической энергией и импульсом частиц, получим:

$$2m_{Li^7}T_{Li^7} = \frac{T_\nu^2}{c^2},$$

откуда

$$T_{Li^7} = \frac{T_\nu^2}{2m_{Li^7}c^2} \approx \frac{Q_e^2}{2m_{Li^7}c^2} \approx \frac{(0,864\text{МэВ})^2}{2 \cdot 7 \cdot 931\text{МэВ}} \approx 57,3 \text{ эВ}.$$

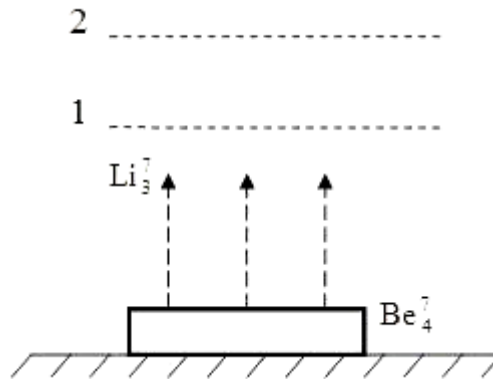
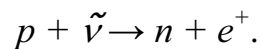


Рис. 3.15. Схема косвенного опыта по обнаружению нейтрона

Схема опыта по измерению T_{Li^7} изображена на рис. 3.15. Бериллий наносили на платиновую подложку очень тонким слоем, чтобы вылетевшие в результате отдачи ядра Li_3^7 не теряли кинетическую энергию в образце. Подложка охлаждалась до температуры жидкого азота, что позволило существенно уменьшить неучтённую в расчётах кинетическую энергию теплового движения. На сетку 1 подавался ускоряющий потенциал, «вытягивающий» ядра Li_3^7 из слоя бериллия, а на сетку 2 – тормозящий (или анализирующий) потенциал. В опыте была получена величина $T_{Li^7} \approx 56,6 \pm 0,1$ эВ, хорошо совпадающая с расчётной, что косвенно подтверждает вылет нейтрино в реакции электронного захвата.

2. *Прямой опыт по обнаружению антинейтрино.* Опыт поставлен в 1953 г. Коуэном и Рейнесом. В опыте регистрировалась реакция превращения протона в нейтрон и позитрон под действием антинейтрино:



В качестве мишени (на рис. 3.16 M_1, M_2) использовалась вода, содержащая растворимую соль кадмия, в качестве детектора – сцинтилляционная жидкость (D_1, D_2, D_3), объём которой просматривался 110 фотомножителями (ФЭУ). Вся система была погружена глубоко под землю вблизи ядерного реактора и заключена в свинцово-парафиновую оболочку для защиты от нейтронов и γ -излучения.

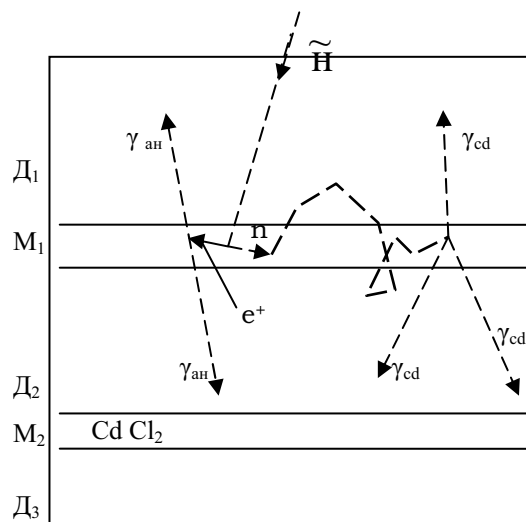


Рис. 3.16. Схема прямого опыта по обнаружению антинейтрона

Образующийся в реакции позитрон практически мгновенно аннигилирует с электроном мишени: $e^+ + e^- \rightarrow (2...3)\gamma$. Нейтрон, в результате упругих столкновений с протонами среды, замедляется, диффундирует и захватывается кадмием. В реакции захвата также испускается несколько γ -квантов.

Вспышки, возникающие в сцинтилляторе под действием γ -квантов, регистрировались ФЭУ. Сигналы с ФЭУ подавали на схему совпадений (рис. 3.17), которая срабатывала только при одновременном поступлении двух и более импульсов. Со схемы совпадений импульсы поступали на временной анализатор, который подавал сигнал на счётчик событий, если временной интервал между двумя импульсами равнялся времени замедления и диффузии нейтрона (от 1 до 25 мкс).

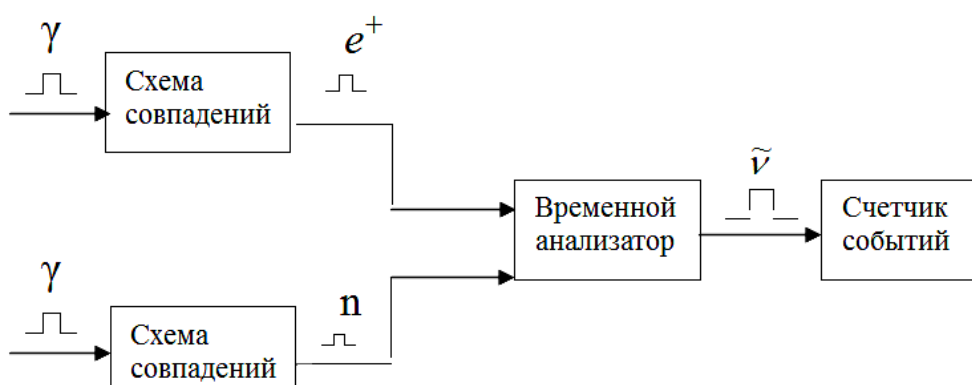


Рис. 3.17. Электронная схема опыта по обнаружению антинейтрона

В результате длительной (около 1400 ч) работы установки найдено, что детектор регистрирует за час в среднем $2,88 \pm 0,22$ импульсов. Это соответствует сечению взаимодействия антинейтринно с протоном $\sigma_{\nu} \approx 10^{-43} \text{ см}^2$.

Для повышения достоверности полученных результатов проведена серия контрольных и калибровочных измерений:

1. Спектр излучения, ответственный за первый импульс, совпадает со спектром позитронного аннигиляционного излучения.
2. Спектр второго импульса совпадает со спектром γ -квантов, возникающих при захвате нейтрона кадмием. Когда кадмий убрали, эффект исчезал.
3. Дополнительная защита установлена для уменьшения фона от нейтронов и γ -квантов реактора. В результате фон уменьшается в 10 раз, а эффект не меняется.

3.6.4. Элементарная теория β -распада

Хорошо известно, что в ядре нет ни электронов, ни нейтрино. Обратное предположение противоречит экспериментально установленным свойствам ядер. Например, предположение о существовании в ядре электронов не согласуется с известными из опыта значениями спинов и магнитных моментов ядер (см. пп. 2.4, 2.5). Электрон и антинейтрино (позитрон и нейтрино) возникают в момент распада в результате превращения нейтрона в протон (или протона в нейтрон). Можно напомнить, что аналогичная ситуация имеет место и в процессе излучения фотона атомом или ядром, в котором фотон также возникает в момент испускания.

Теория β -распада создана в 1934 г. Э. Ферми. Исключительная слабость взаимодействия, ответственного за β -распад, позволяет применять методы теории возмущений, широко используемые в расчётах электромагнитных взаимодействий. Согласно этой теории, вероятность перехода dw рассматриваемой системы квантовых частиц в единицу времени из начального состояния n в конечное k с энергиями в интервале $E \dots E + dE$ определяется выражением

$$dw = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int_V \Psi_k^* \hat{H} \Psi_n dV \right|^2 \rho(E) dE, \quad (3.61)$$

где Ψ_n , Ψ_k – волновые функции начального и конечного состояний системы (звёздочка означает, что берётся комплексно-сопряжённая функция); \hat{H} – оператор взаимодействия, в результате которого осуществляется переход; $\rho(E) = dn/dE$ – плотность конечных состояний системы; dV – элемент объёма V , в котором происходит превращение.

В рассматриваемом случае Ψ_n совпадает с волновой функцией исходного ядра, т. е. $\Psi_n \equiv \psi_n$. После β -распада образуются три частицы, поэтому волновая функция конечного состояния $\Psi_k = \psi_k \psi_\beta \psi_\nu$, где ψ_k – волновая функция конечного состояния ядра; ψ_β , ψ_ν – волновые функции электрона (позитрона) и антинейтрино (нейтрино).

Рассмотрим упрощённую теорию β -распада, которая, однако, позволяет получить ряд важных результатов, согласующихся с экспериментом. В этой теории оператор слабого взаимодействия, отвечающего за β -распад, принимается равным константе $\hat{H} = g$, (скалярная теория β -распада), а волновые функции β -частиц и нейтрино записываются в виде плоских волн, соответствующих свободным частицам:

$$\psi_\nu = N_\nu e^{i(\vec{k}_\nu \vec{r})}; \quad (3.62)$$

$$\psi_\beta = N_\beta e^{i(\vec{k}_\beta \vec{r})}. \quad (3.63)$$

Очевидно, приближение (3.63) для β -частиц означает, что теория не учитывает электромагнитного взаимодействия β -частиц с ядром. Постоянные N_ν, N_β определяются из условия нормировки:

$$\int_V |\psi_\nu|^2 dV = \int_V |\psi_\beta|^2 dV = 1,$$

откуда с учётом формул (3.62) и (3.63) следует, что $N_\nu = N_\beta = 1/\sqrt{V}$.

При расчёте вероятности β -распада по формуле (3.61) интегрирование производится по объёму ядра (радиусом действия слабых сил $\sim 10^{-15}$ см можно пренебречь). В области интегрирования ($r \leq R_\alpha$) показатели экспоненты в формулах (3.62) и (3.63) ($\vec{k}\vec{r}$) $\approx kr = r/\lambda \ll 1$, поэтому $\exp(i\vec{k}_\nu \vec{r}) \approx \exp(i\vec{k}_\beta \vec{r}) \approx 1$. Действительно, длина волны де Бройля λ β -частиц и нейтрино с характерными для β -распада энергиями (сотни кэВ ... единицы МэВ) существенно больше размеров ядра:

$$\lambda = \frac{1}{k} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar c}{pc} = \frac{\hbar c}{\sqrt{T(T+2mc^2)}} \approx \frac{\hbar c}{193 \text{ МэВ}} \cdot \frac{193 \text{ МэВ}}{1 \text{ МэВ}} = 10^{-13} \text{ см} \cdot 193 \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}.$$

В таком случае

$$\psi_\beta = \psi_\nu = 1/\sqrt{V}, \quad (3.64)$$

и вероятность β -распада рассчитывается по формуле

$$dw = \frac{2\pi \cdot g^2}{\hbar V^2} \left| \int_V \psi_k^* \psi_H dV \right|^2 \rho(E) dE. \quad (3.65)$$

Здесь интеграл

$$\int_V \psi_k^* \psi_H dV = M_{HK} \quad (3.66)$$

называется *ядерным матричным элементом*. Постоянная g характеризует энергию слабого взаимодействия и определяется экспериментально из сравнения некоторых следствий теории β -распада с опытом (см. далее).

Для расчёта числа возможных (по энергиям) конечных состояний системы dn используется понятие фазового объёма частиц в воображаемом пространстве координат-импульсов. Величина «элементарной (или минимальной) ячейки» фазового объёма следует из соотношения неопределённостей «координата-импульс»:

$$\Delta p_x \Delta x \approx 2\pi\hbar. \quad (3.67)$$

Обобщая формулу (3.67) на трёхмерный случай и имея в виду, что $\Delta x \Delta y \Delta z = \Delta V$, запишем

$$\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \Delta V \approx (2\pi\hbar)^3. \quad (3.68)$$

Если частица находится в объёме V , а её импульс заключён в интервале $(P \dots P) + dP$, то фазовый объём частицы равен $4\pi P^2 dP \cdot V$, где $4\pi P^2 dP$ – объём «шарового слоя» радиуса P и толщины dP в пространстве импульсов (напомним, что объём шарового слоя в обычном пространстве равен $4\pi r^2 dr$). Тогда число возможных состояний частицы равно отношению всего фазового объёма, в котором находится частица, к величине «элементарной ячейки»:

$$dn = \frac{4\pi P^2 dP V}{(2\pi\hbar)^3}.$$

В случае β -распада из ядра вылетают две частицы, поэтому:

$$dn = dn_\beta dn_\nu = \frac{4\pi P_\beta^2 dP_\beta V \cdot 4\pi P_\nu^2 dP_\nu V}{(2\pi\hbar)^6}. \quad (3.69)$$

Ядро отдачи в расчёте можно не учитывать, так как его кинетическая энергия много меньше энергии β -частиц и нейтрино. В формуле (3.69) от импульсов перейдём к энергиям, используя известные соотношения:

$$E_\beta^2 = p_\beta^2 c^2 + m_e^2 c^4; \quad E_\nu = p_\nu c. \quad (3.70)$$

Дифференцируя выражение (3.70), получим:

$$2E_\beta dE_\beta = 2P_\beta dP_\beta c^2; \quad dE_\nu = dP_\nu c. \quad (3.71)$$

С учётом выражения (3.70) и (3.71) формула (3.69) примет вид

$$dn = \frac{(4\pi V)^2}{(2\pi\hbar)^6} \cdot \left(\frac{E_\beta^2 - m_e^2 c^4}{c^2} \right)^{1/2} \cdot \frac{E_\beta dE_\beta}{c^2} \cdot \left(\frac{E_\nu}{c} \right)^2 \cdot \frac{dE_\nu}{c}.$$

Тогда плотность конечных состояний при β -распаде составит:

$$\frac{dn_\beta}{dE_\beta} \frac{dn_\nu}{dE_\nu} = \frac{(4\pi V)^2}{(2\pi\hbar)^6 c^6} \cdot E_\beta \cdot (E_\beta^2 - m_e^2 c^4)^{1/2} \cdot E_\nu^2. \quad (3.72)$$

В формуле (3.72) перейдём к измеряемой в опыте энергии β -частицы, используя закон сохранения энергии и учитывая, что $T_{я.о.} \approx 0$:

$$Q_{\beta} \approx T_{\nu} + T_{\beta}.$$

Введём обозначение –

$$E_0 = Q_{\beta} + m_e c^2,$$

тогда закон сохранения энергии запишется в виде:

$$E_0 = E_{\nu} + E_{\beta}, \quad (3.73)$$

где $E_{\nu} \equiv T_{\nu}$, $E_{\beta} = T_{\beta} + m_e c^2$. Из выражения (3.73) следует, что $E_{\nu} = (E_0 - E_{\beta})$ и $dE_{\beta} = -dE_{\nu}$ или $|dE_{\nu}| = |dE_{\beta}| = dE$.

С учётом новых обозначений плотность конечных состояний можно записать следующим образом:

$$\rho(E_{\beta}) = \frac{(4\pi V)^2}{(2\pi\hbar)^6 c^6} \cdot E_{\beta} \cdot (E_{\beta}^2 - m_e^2 c^4)^{1/2} \cdot (E_0 - E_{\beta})^2. \quad (3.74)$$

В полученной формуле удобно перейти к безразмерной энергии:

$$\varepsilon = \frac{E_{\beta}}{m_e c^2} \text{ и } \varepsilon_0 = \frac{E_0}{m_e c^2}.$$

Тогда формула (3.74) примет вид

$$\rho(\varepsilon) = \frac{(4\pi V)^2 m_e^4 c^2}{(2\pi\hbar)^6} \cdot \varepsilon \cdot (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \cdot (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2. \quad (3.75)$$

Подставляя выражение (3.75) в (3.65) и учитывая, что $dE = m_e c^2 d\varepsilon$, запишем выражение для вероятности β -перехода в энергетический интервал $(\varepsilon \dots \varepsilon) + d\varepsilon$:

$$dw = C \cdot \varepsilon \cdot (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon, \quad (3.76)$$

где

$$C = \frac{m_e^5 c^4 g^2}{2\pi^3 \hbar^7} |M_{\text{НК}}|^2. \quad (3.77)$$

Очевидно, выражение (3.76) описывает спектр β -частиц, нормированный на одну частицу. На рис. 3.18 приведено качественное сравнение расчётного спектра (сплошная линия) с экспериментально измеренными спектрами β^+ - и β^- -частиц (пунктирные линии). Наблюдается хорошее согласие в области средних и высоких энергий β -частиц. Расхождение в низкоэнергетической области спектра объясняется тем, что теория не учитывает кулоновского взаимодействия β -частиц с ядром. Видно, что кулоновское отталкивание β^+ -частиц и ядра увеличивает до-

лю высокоэнергетических β -частиц в спектре, в то время, как кулоновское притяжение β^- -частиц, наоборот, эту долю уменьшает.

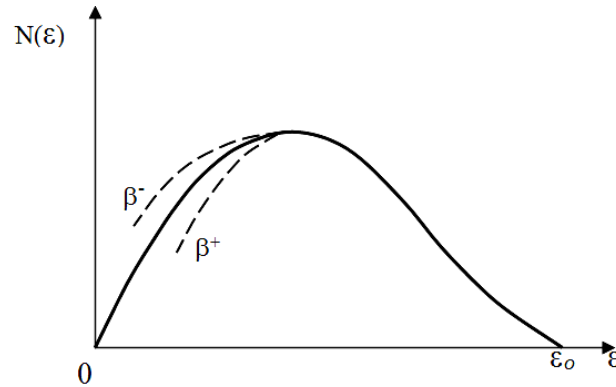


Рис. 3.18. Сравнение экспериментально измеренного спектра β -частиц (сплошная линия) с расчётными спектрами для β^- - и β^+ -распадов

Для учёта соответствующего эффекта в формулу (3.76) вводится поправочный множитель $f(\varepsilon, Z)$, где Z – порядковый номер образовавшегося после β -распада ядра:

$$dw(\varepsilon) = N(\varepsilon)d\varepsilon = C\varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 f(\varepsilon, Z) d\varepsilon. \quad (3.78)$$

3.6.5. График Кюри. Сравнительный период полураспада

С учётом поправочного множителя $f(\varepsilon, Z)$ экспериментальные и теоретические спектры при одинаковых условиях нормировки совпадают, т. е.

$$N_{\text{экс}}(\varepsilon) = N_{\text{теор}}(\varepsilon) = C\varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 f(\varepsilon, Z). \quad (3.79)$$

Равенство (3.79) можно записать в виде

$$\varepsilon_0 - \varepsilon = \sqrt{\frac{N_{\text{экс}}(\varepsilon)}{C \cdot \varepsilon \cdot (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \cdot f(\varepsilon, Z)}}. \quad (3.80)$$

Выражение (3.80) представляет уравнение прямой и называется *графиком Кюри* (рис. 3.19).

График Кюри, построенный с помощью измеренных на опыте спектров, позволяет:

- 1) достаточно точно определить энергию $\varepsilon_0 = \frac{Q_\beta + m_e c^2}{m_e c^2}$ и, следовательно, оценить массу нейтрино. Если $m_\nu \neq 0$, то $\varepsilon_0 = \frac{Q_\beta + m_e c^2 + m_\nu c^2}{m_e c^2}$. Оказалось, что $m_\nu < \frac{1}{2500} m_e \approx 200$ эВ;

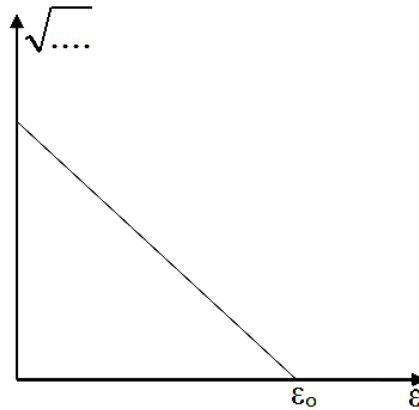


Рис. 3.19. График Кюри для простого β -распада

- 2) изучать сложные β -распады, когда конечное ядро образуется не только в основном, но и в возбуждённых состояниях. В этом случае энергия реакции принимает несколько значений (аналогичная ситуация имеет место при α -распаде, см. п. 5.1), а график Кюри представляет кривую, образующуюся при сложении нескольких прямых (рис. 3.20). Если суммировать выражение (3.78) по всем возможным энергиям β -частиц, то получим вероятность β -распада в единицу времени λ :

$$\lambda = \int_0^{\varepsilon_0} d\omega(\varepsilon) = C \int_0^{\varepsilon_0} \varepsilon (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \cdot f(\varepsilon, Z) d\varepsilon = CF(\varepsilon_0), \quad (3.81)$$

где константа C определяется формулой (3.77).

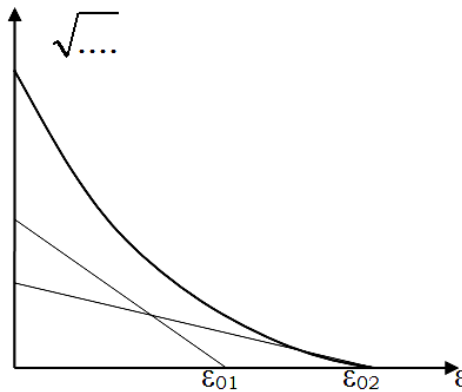


Рис. 3.20. График Кюри для сложных β -распадов

Учитывая, что $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$, выражение (3.81) можно записать в следующем виде:

$$F(\varepsilon_0)T = \frac{\ln 2 \cdot 2\pi^3 \hbar^7}{g^2 |M_{HK}|^2 m_e^5 c^4} = \frac{const}{\left| \int \psi_K^* \psi_H dV \right|^2}. \quad (3.82)$$

Произведение $F(\varepsilon_0)T$ называют *сравнительным периодом полураспада*. Величина матричного элемента M_{KH} , определяющего значение FT , зависит от того, насколько сильно отличаются начальное и конечное состояние ядра при β -распаде. Если эти состояния идентичны, т. е. $\psi_H = \psi_K \equiv \psi$, то $M_{HK} = \int |\psi|^2 dV = 1$. В этом случае значение FT сравнительно невелико, и такие β -переходы называют *разрешёнными* (см. табл. 3.3).

Таблица 3.3

Типы β -распадов и значения логарифма сравнительного периода полураспада

$\lg FT$	Вид β -перехода
2...4	Сверх разрешённый
4...6	Нормально разрешённый
6...8	Запрещённый
9...12	Сверх запрещённый

В разрешённых переходах чётность ядра не изменяется, а спин ядра меняется не более чем на единицу:

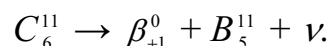
$$P_H = P_K; \Delta J = 0; \pm 1. \quad (3.83)$$

Условия (3.83) называют *правилами отбора Гамова–Теллера* для разрешённых β -переходов. Очевидно, правила отбора (3.83) отражают тот факт, что для разрешённых переходов волновая функция начального состояния ядра не отличается существенным образом от волновой функции конечного состояния.

Существуют и так называемые *запрещённые β -переходы*, для которых сравнительный период полураспада принимает большие значения.

В запрещённых переходах спин ядра меняется на две и более единицы ($\Delta J \geq 2$), меняется и чётность ядра, что свидетельствует о большом различии волновых функций начального и конечного состояния ядра.

Разрешённые переходы характерны для лёгких ядер, в которых содержится примерно одинаковое количество нейтронов и протонов. В качестве примера рассмотрим β^+ -распад лёгкого ядра с нечётным A :



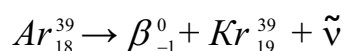
Для описания состояния ядер C_5^{11} и B_6^{11} используем одночастичную оболочечную модель (см. п.2.6). В соответствии с этой моделью, состояние исходного ядра C_6^{11} определяется состоянием последнего 5-го нейтрона, который находится на уровне $1p_{3/2}$ (рис. 2.24). Последний неспаренный

протон (также 5-й по счёту) в образовавшемся ядре V_5^{11} , очевидно, находится в том же состоянии $1p_{3/2}$. Следовательно, волновые функции начального и конечного состояния будут идентичны, а соответствующий β -переход будет разрешённым.

Для средних и тяжёлых ядер матричные элементы M_{HK} должны быть меньше, чем у лёгких ядер, так как число нейтронов в таких ядрах заметно больше числа протонов. В связи с этим волновые функции начального и конечного состояния ядра могут сильно отличаться друг от друга, матричный элемент может быть заметно меньше единицы, а соответствующий β -переход будет запрещённым.

Скорость протекания радиоактивного распада характеризуется постоянной распада или периодом полураспада. Можно ожидать, что для разрешённых переходов периоды полураспада существенно меньше чем для запрещённых. Например, у β^+ -радиоактивного ядра Cl_{17}^{35} последний неспаренный нуклон (17-й) находится на уровне $1d_{3/2}$, поэтому, в соответствии с одночастичной оболочечной моделью, спин этого ядра $J_{Cl^{35}} = 3/2$, а чётность положительна ($P_{Cl^{35}} = (-1)^2 = +1$). В образовавшемся ядре S_{16}^{35} последний 19-й нейтрон располагается на этом же уровне. Значит, спин и чётность ядра не изменяются после распада. Такой β -переход является разрешённым, период полураспада ядер Cl_{17}^{35} относительно невелик и составляет $T = 87$ дней.

Для сравнения рассмотрим запрещённый β -переход в ядре Ar_{18}^{39} , период полураспада которого $T = 265$ лет. При β^- -распаде этого ядра



расположенный на уровне $1f_{7/2}$ 21-й нейтрон превращается в 19-й протон, который находится на уровне $1d_{3/2}$. В результате β -распада спин ядра изменяется на две единицы, меняется и чётность ядра.

В заключение отметим, что анализ экспериментальных значений FT и формы β -спектров подтверждает правильность основных положений элементарной теории β -распада. Это позволяет оценить константу слабого взаимодействия g . Оценка g проводится с помощью соотношения (3.82), которое применяется для разрешённых переходов ($|M_{HK}|^2 \approx 1$), а значения $F(\epsilon_0)$ и T берут из эксперимента. Оценка дала $g = 10^{-49}$ эрг/см³.

Крайняя малость величины g указывает на чрезвычайную малость слабых сил, ответственных за β -распад. Эти силы несравненно слабее как ядерных, так и кулоновских сил, чем и объясняются относительно большие значения периодов полураспада β -радиоактивных ядер.

3.6.6. Несохранение чётности при β -распадах

Понятие чётности и закон сохранения чётности сформулированы в п. 2.8. Напомним, что чётность определяет свойства волновой функции системы микрочастиц относительно зеркального отражения (или инверсии) координат. Согласно закону сохранения чётности, физическая система, обладающая зеркальной симметрией в начальный момент времени, сохраняет эту симметрию во все последующие моменты времени. Наличие зеркальной симметрии приводит к тому, что протекание физического процесса не изменяется при инверсии координат, т. е. замене $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$.

До начала 50-х гг. прошлого столетия закон сохранения чётности считался универсальным, выполняющимся при всех видах взаимодействия. Первые сомнения в универсальности этого закона возникли при изучении свойств нестабильных θ^+ - и τ^+ -мезонов. Опыт показал, что у них одинаковые массы, заряды, времена жизни, но θ^+ -мезон распадался в состояние с положительной чётностью, а τ^+ – в состояние с отрицательной чётностью. Проще было бы предположить, что это одна и та же частица, но такое предположение несовместимо с законом сохранения чётности. Учитывая вышесказанное, Ли и Янг высказали постулат о несохранении чётности в процессах слабого взаимодействия, которое, в частности, ответственно за распад θ^+ и τ^+ -мезонов. С этого момента два указанных мезона стали одним K^+ -мезонов, распад которого за счёт слабого взаимодействия не подчиняется закону сохранения чётности, что, в свою очередь, означало, что слабое взаимодействие не инвариантно относительно пространственной инверсии.

Для проверки инвариантности слабых взаимодействий относительно инверсии координат в 1956 г. поставили опыт (Г-жа Ву и сотрудники), в котором изучали β -распад поляризованных ядер Co^{60} . С помощью сильного магнитного поля \vec{H} магнитные моменты ядер $\vec{\mu}_j$, а следовательно, и ядерные спины \vec{J} были «выстроены» в одном направлении. Чтобы предотвратить деполяризацию ядер, обусловленную тепловым движением, источник β -частиц поддерживался при очень низкой температуре ($\sim 0,01$ К). В опыте измеряли скорость счёта детектора β -частиц в зависимости от времени, которое отсчитывалось с момента отключения ориентирующего поля \vec{H} . Измерения проводили при двух взаимно противоположных направлениях намагничивающего поля (или двух направлениях координатной оси z), что соответствовало пространственной инверсии.

Результаты таких измерений ясно показали, что β -частицы испускаются преимущественно в направлении, обратном направлению спина ядра \vec{J} (рис. 3.21), тогда как принцип инвариантности относительно простран-

венной инверсии требовал, чтобы количество зарегистрированных β -частиц было одинаковым для двух взаимнопротивоположных направлений.

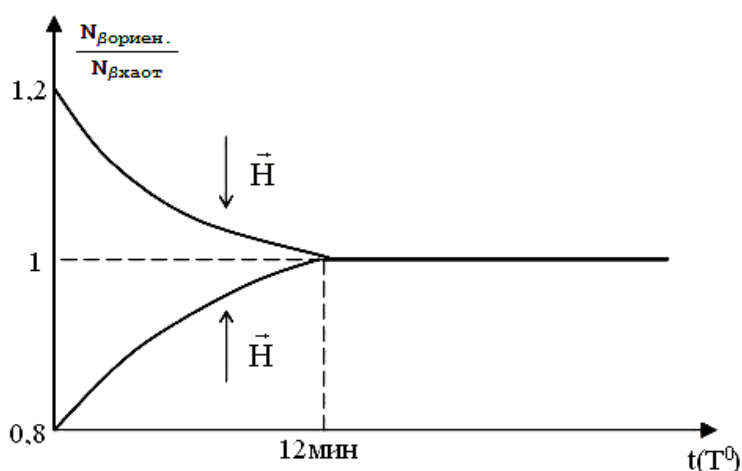


Рис. 3.21. Зависимость относительной скорости счёта детектора β -частиц от времени (или температуры источника β -частиц).
 Время отсчитывается с момента отключения ориентирующего спины ядер поля \vec{H} : $N_{\text{ориен.}}$ – скорость счёта детектора при наличии ориентации спинов ядер; $N_{\text{хаот.}}$ – скорость счёта детектора при отсутствии определённой ориентации

Впоследствии с помощью других экспериментов было показано, что нарушение зеркальной симметрии характерно не только для β -радиоактивности, но и для всех процессов слабого взаимодействия.

3.7. Переходы ядер из возбуждённых состояний

Ядро – это составная частица, и в зависимости от того, как «упакованы» нейтроны и протоны в ядре, масса ядра принимает ряд значений. В состоянии с наименьшей массой m (основном состоянии) ядро может существовать сколь угодно долго. Состояния с большими массами m^* (возбуждённые состояния) неустойчивы. Время жизни возбуждённого ядра, как правило, невелико и по порядку величины составляет 10^{-13} с. Однако у некоторых ядер существуют так называемые *метастабильные состояния*, время жизни которых на много порядков больше. Такие ядра называют *изомерами* (см. п. 3.7.2).

В возбуждённом состоянии ядра образуются в результате протекания каких-либо ядерных превращений, в том числе после α - и β -распада. Основным механизмом, с помощью которого ядро снимает возбуждение, является γ -излучение ядер, т. е. испускание ядрами жёсткого электромагнитного излучения с энергиями в диапазоне от нескольких десятков кэВ до единиц МэВ. Помимо испускания γ -квантов у ядер имеется ещё два спо-

соба снять возбуждение: внутренняя электронная конверсия и парная электронная конверсия. При внутренней электронной конверсии энергия возбуждения ядра $W = (m^* - m) \cdot c^2$ передается одному из электронов атомной оболочки, при этом электрон вылетает из атома. Вылет электронов чаще происходит с внутренних оболочек, ближе расположенных к ядру. При парной конверсии энергия возбуждения ядра W превращается в электронно-позитронную пару. Внутренняя электронная конверсия и парная конверсия являются процессами, конкурирующими с γ -излучением ядер.

3.7.1. Гамма-излучение ядер

Испускание γ -квантов возбуждёнными ядрами может быть однократным или каскадным, когда возбуждение ядра снимается в результате последовательного испускания нескольких γ -квантов (рис. 3.22).

Законы сохранения энергии и импульса для процесса испускания γ -квантов имеют вид

$$\begin{cases} Q_\gamma = E_\gamma + T_{я.о.}; & (3.84) \\ 0 = \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{я.о.}. & (3.85) \end{cases}$$

$$\begin{cases} Q_\gamma = E_\gamma + T_{я.о.}; & (3.84) \\ 0 = \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{я.о.}. & (3.85) \end{cases}$$

Из уравнений (3.84), (3.85) следует, что спектр γ -квантов должен быть моноэнергетическим (два уравнения с двумя неизвестными). На самом деле спектр является дискретным, поскольку у ядер имеется несколько возбуждённых состояний.

подавляющую часть энергии реакции уносит γ -квант как лёгкая частица ($T_{я.о.} \ll E_\gamma$):

$$E_\gamma \approx Q_\gamma. \quad (3.86)$$

Произведём оценку $T_{я.о.}$, используя закон сохранения импульса:

$$P_\gamma^2 = P_{я.о.}^2, \quad (3.87)$$

откуда, с учётом выражения (3.86), получим:

$$T_{я.о.} = \frac{E_\gamma^2}{2mc^2} \approx \frac{Q_\gamma^2}{2mc^2}. \quad (3.88)$$

При $Q_\gamma \approx 0,1 \dots 1$ МэВ и $A \approx 100$:

$$T_{я.о.} \approx \frac{(0,1 \dots 1)^2 \text{ МэВ}^2}{2 \cdot 100 \cdot 940 \text{ МэВ}} \approx 0,1 \dots 10 \text{ эВ} \approx (10^{-6} \dots 10^{-5}) \cdot Q_\gamma.$$

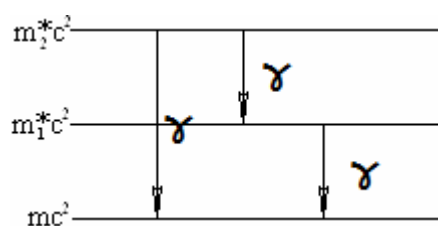


Рис. 3.22. Схема γ -излучения ядер

Как отмечено ранее, в возбуждённом состоянии ядра образуются в результате α - и β -распада. После α -распада обычно испускаются γ -кванты небольшой энергии ($E_\gamma \lesssim 0,5$ МэВ), так как α -распад с образованием дочернего ядра в сильно возбуждённом состоянии затруднён из-за малой прозрачности потенциального барьера для α -частиц с низкими энергиями (см. п. 3.5).

Вероятность β -распада является более слабой функцией энергии реакции ($\lambda \sim Q_\beta^5$, см. п. 3.6), чем вероятность α -распада. Поэтому после β -распада ядра образуются в более сильных возбуждённых состояниях и энергии γ -квантов достигают 2...2,5 МэВ.

Наряду с α - и β -распадом существует ряд других механизмов образования возбуждённых ядер, например кулоновское возбуждение, реакции под действием нейтронов и т. д.

Вероятность γ -перехода и правила отбора

Механический момент J , который уносит γ -квант, может иметь только целые значения, отличные от нуля. При этом для каждого значения момента существует одно состояние с положительной чётностью и одно – с отрицательной. Каждое состояние γ -кванта с некоторым значением J и чётностью называют *мультиполем* определённого типа, а именно: состояние с моментом J и чётностью $(-1)^J$ называют электрическим 2^J -полем, а состояние с моментом J и чётностью $(-1)^{J+1}$ – магнитным 2^J -полем. Например, низшие мультиполи имеют следующие названия: при $J=1$ – диполь; $J=2$ – квадруполь; $J=3$ – октополь. Для обозначения γ -квантов определённой мультипольности используют следующие стандартные обозначения: сначала ставится буква E для электрического и буква M для магнитного мультиполя, затем пишется цифра, равная моменту J . Например, электрическое дипольное излучение обозначают через E1, магнитное дипольное – через M1, электрическое квадрупольное – E2 и т. д. Можно предположить, что испускание электрических мультиполей E1, E2 и т. д. связано с перераспределением зарядов в ядре, а магнитных мультиполей M1, M2 и т. д. – с переориентацией магнитных моментов нуклонов. Излучение определённой мультипольности характеризуется своим угловым распределением $\sim P_J(\cos \theta)$.

Ввиду малости константы электромагнитного взаимодействия $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$, вероятность радиационного перехода можно рассчитать (как и вероятность β -распада, см. п. 3.6) методом теории возмущений:

$$\lambda = \int d\omega = \frac{2\pi}{\hbar} \cdot |M_{\text{нк}}|^2 \int \rho(E) dE, \quad (3.89)$$

где $\rho(E)$ – плотность конечных состояний; $M_{HK} = \int \psi_K^* \hat{H} \psi_H dV$ – матричный элемент гамильтониана взаимодействия электромагнитного поля с зарядами и магнитными моментами нуклонов \hat{H} , ψ_H, ψ_K – соответственно волновые функции начального и конечного состояний ядра. Электромагнитная теория позволяет записать выражения для \hat{H} и $\rho(E)$. Тогда, пользуясь какой-либо моделью ядра (например, одночастичной оболочечной, как в элементарной теории β -распада), можно определить волновые функции ψ_H, ψ_K и рассчитать вероятность радиационного перехода. Основным результатом расчёта сводится к тому, что вероятность испускания γ -кванта с моментом J пропорциональна величине $(R/\lambda)^{2J}$, где R – радиус ядра, λ – длина волны испускаемых квантов.

Разрешённые значения J находятся из законов сохранения механического момента и чётности (или соответствующих правил отбора). Например, из закона сохранения механического момента

$$\vec{J}_H = \vec{J}_K + \vec{J}$$

следует, что квантовое число J может принимать значения в диапазоне

$$|J_H - J_K| \leq J \leq |J_H + J_K|, \quad (3.91)$$

где J_H, J_K – спин ядра в начальном и конечном состоянии соответственно.

При типичных значениях $E_\gamma \approx 1$ МэВ для ядер из середины таблицы Менделеева ($A \approx 100$):

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{r_0 \cdot A^{1/3} \cdot E_\gamma}{2\pi \cdot \hbar \cdot c} = \frac{6 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}}{2\pi \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}} \approx 10^{-2} \dots 10^{-3}, \quad \text{т. е. много меньше}$$

единицы. Поэтому возрастание J на единицу приводит к уменьшению вероятности испускания γ -квантов большей мультипольности в $(R/\lambda)^{2J} / (R/\lambda)^{2(J+1)} \approx 10^5$ раз. Отсюда следует, что главную роль в радиационных переходах играют электрические и (или) магнитные мультиполи с наименьшими значениями J_E и (или) J_M . Кроме того, набор разрешённых значений J_E и (или) J_M определяется правилами отбора по чётности:

$$P_H = P_K \cdot (-1)^{J_E}; \quad P_H = P_K \cdot (-1)^{J_M+1}, \quad (3.92)$$

где P_H и P_K – чётности ядра в начальном и конечном состоянии. Из этих соотношений следует, например, что E1-переход возможен только между состояниями с разной чётностью, а M1-переход – с одинаковой.

В табл. 3.4 приведены главные γ -переходы для случая $J_H - J_K = 0, \pm 1$ (кроме 0–0 – перехода, который невозможен, так как J не может быть равно нулю) при одинаковой и различной чётности исходного и конечного состояний.

Таблица 3.4

Главные γ -переходы при одинаковой
и различной чётности исходного и конечного состояний

$\frac{P_H}{P_K}$	$ \Delta I $			
	0	1	2	3
-1	<u>E1</u> ; M2	<u>E1</u> ; M2	<u>M2</u> ; E3	<u>E3</u> ; M4
+1	<u>M1</u> ; <u>E2</u>	<u>M1</u> ; <u>E2</u>	<u>E2</u> ; M3	<u>M3</u> ; E4

3.7.2. Ядерная изомерия

Времена жизни γ -активных ядер обычно невелики и имеют порядок $10^{-13} \dots 10^{-7}$ с. Но при сочетании высокой степени запрета по механическому моменту и чётности с малой энергией перехода γ -активные ядра могут существовать в возбуждённом состоянии в течение довольно продолжительного времени (до нескольких часов, а иногда и больше). Такие долгоживущие возбуждённые состояния ядер называют *изомерами*.

Характерным примером изомера может служить In^{115} , схема низших уровней которого приведена на рис. 3.23.

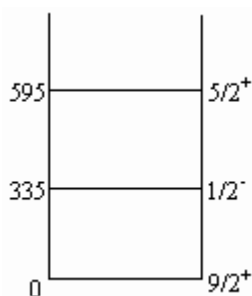


Рис. 3.23. Схема энергетических уровней ядра In_{49}^{115} ; энергии уровней даны в килоэлектронвольтах

Основное состояние ядра имеет характеристику $9/2^+$. Первый возбуждённый уровень имеет небольшую энергию, равную 335 кэВ, и характеристику $1/2^-$. В соответствии с правилами отбора (3.91), (3.92) наименьшее разрешённое значение возрастания $J=4$, и между этими состояниями осуществляется магнитный переход M4. Вероятность такого перехода $\sim (R/\lambda)^8$ столь мала, что время жизни возбуждённого уровня составляет 14,4 ч. В табл. 3.5 приведены периоды полураспадов для электрических и магнитных переходов при $J=1-5$ и двух значениях энергии – $E_\gamma = 0,1; 1$ МэВ.

Наличие изомерных состояний у некоторых β -активных ядер приводит к тому, что у таких ядер период полураспада принимает 2 значения. Например, у изотопа Br_{35}^{80} , образующегося из ядра Br_{35}^{79} в результате захвата нейтрона, периоды полураспада составляют 18 мин и 4,4 ч. Процессы, происходящие с ядром Br_{35}^{80} с момента его образования в сильновозбуждённом состоянии, изображены на рис. 3.24.

Таблица 3.5

Время жизни возбуждённых уровней ядер в зависимости от величины механического момента γ -кванта

J	$E_\gamma = 0,1$ МэВ		$E_\gamma = 1$ МэВ	
	электрический переход	магнитный переход	электрический переход	магнитный переход
1	$\sim 10^{-13}$ с	$\sim 10^{-11}$ с	$\sim 10^{-16}$ с	$\sim 10^{-14}$ с
2	$\sim 10^{-6}$ с	$\sim 10^{-4}$ с	$\sim 10^{-11}$ с	$\sim 10^{-9}$ с
3	$\sim 10^1$ с	$\sim 10^3$ с ≈ 15 мин	$\sim 10^{-6}$ с	$\sim 10^{-4}$ с
4	$\sim 10^8$ с ≈ 3 Г	$\sim 10^{10}$ ≈ 300 лет	$\sim 10^{-1}$ с	~ 10 с
5	$\sim 10^{15}$ с $\approx 10^8$ лет	$\sim 10^{17}$ с $\approx 10^{10}$ лет	$\sim 10^4$ с ≈ 3 ч	$\sim 10^6$ с ≈ 10 дней

При наличии метастабильного состояния переходы могут происходить двумя различными способами, отмеченными на рисунке цифрами I и II. Образовавшееся ядро Br_{35}^{*80} быстро переходит либо в основное (Br_{35}^{80} , цифра I), либо в метастабильное состояние (Br_{35}^{m80} , цифра II), из которого медленно, с периодом 4,4 ч переходит в основное состояние с последующим испусканием β^- -частицы. При этом энергетические спектры β^- -частиц будут одинаковы, так как они испускаются с одного и того же уровня.

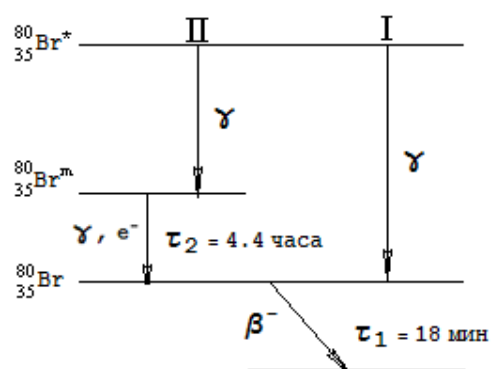


Рис. 3.24. Процессы, происходящие с ядром Br_{35}^{80} с момента его образования в сильновозбуждённом состоянии

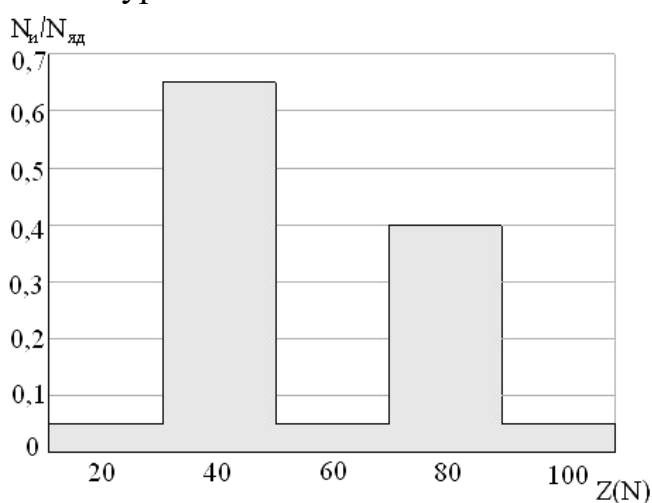


Рис. 3.25. Относительное содержание изомерных состояний ядер в зависимости от порядкового номера Z или числа нейтронов N

Известно около сотни достаточно долгоживущих ядер-изомеров. Анализ их распределения по числу содержащихся в них нуклонов выявил следующие закономерности. Наибольшее число изомерных состояний имеют ядра с нечётным количеством нуклонов, они достаточно часто встречаются среди нечётно-нечётных ядер и очень редко у чётно-чётных. На рис. 3.25 изображена зависимость доли изомерных состояний у ядер с нечётным A от числа содержащихся в них протонов Z или нейтронов N .

Эту зависимость можно объяснить с помощью модели ядерных оболочек. Изомерные состояния возникают там, где оболочечные уровни, близкие друг другу по энергии, сильно различаются по спину. Именно в этих областях и находятся так называемые «острова изомерии». Так, наличие изомера у ядра $^{115}_{49}\text{In}$ объясняется тем, что неспаренный 49-й протон находится в основном состоянии на уровне $2p_{1/2}$, а в возбуждённом состоянии – $1g_{9/2}$. Острова изомерии расположены непосредственно перед магическими числами 50; 82; 126.

3.7.3. Внутренняя конверсия электронов

В процессе внутренней конверсии энергия возбуждения ядра $W = (m^* - m) \cdot c^2$ передаётся непосредственно одному из ближайших к ядру электронов атома. Вылетающие из атома электроны называют *конверсионными*. Энергетически выгодная вакансия, образуемая на одной из нижних оболочек, заполняется электронами с более высоких уровней. Поэтому процесс внутренней электронной конверсии сопровождается испусканием характеристического излучения. Кроме того, внутренняя электронная конверсия приводит к испусканию («стряхиванию») низкоэнергетических электронов с внешних оболочек атома – *Оже-электронов*.

Закон сохранения энергии для процесса внутренней электронной конверсии, с учётом энергии связи электронов, в атоме имеет вид

$$Q_c = (m^* - m) \cdot c^2 = \varepsilon_i + T_{ei} + T_{я.о.}, \quad (3.93)$$

где ε_i – энергия связи электрона на i -оболочке; T_{ei} – кинетическая энергия конверсионного электрона, вылетевшего с i -оболочки. Электрон много «легче» ядра, поэтому $T_{я.о.} \ll T_{ei}$, следовательно, кинетической энергией ядра отдачи в законе сохранения энергии можно пренебречь. Из формулы (3.93) следует, что спектр конверсионных электронов является дискретным, причем кинетическая энергия электронов T_{ei} возрастает с номером оболочки ($T_{eK} < T_{eL} < T_{eM}$ и т. д.), так как энергия связи электронов ε_i , наоборот, с увеличением номера оболочки уменьшается ($\varepsilon_K > \varepsilon_L > \varepsilon_M >$ и т. д.). На рис. 3.26 представлен типичный вид спектра конверсионных электронов. Видно, что с наибольшей вероятностью процесс внутренней электронной конверсии происходит на ближайшей к ядру K -оболочке.

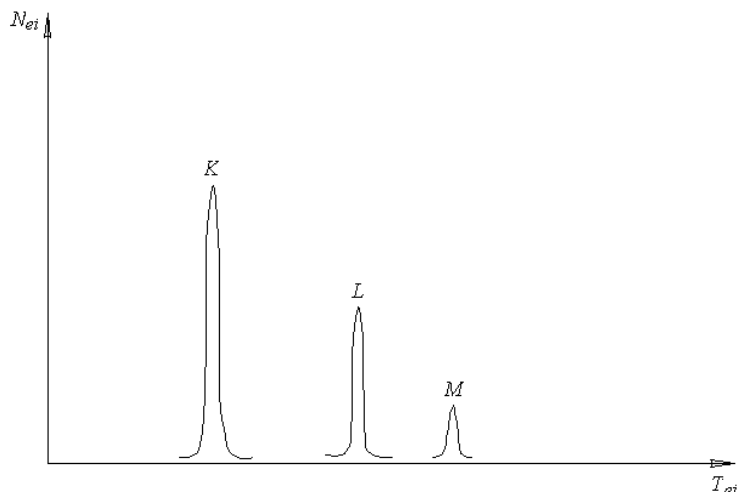


Рис. 3.26. Типичный вид спектра конверсионных электронов

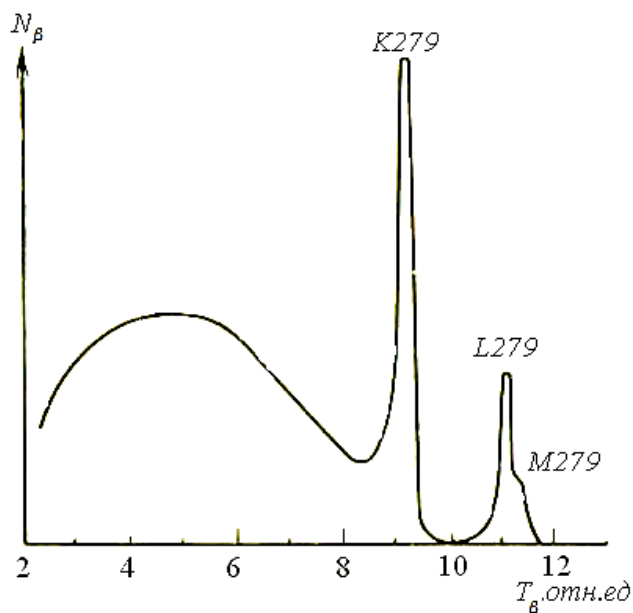


Рис. 3.27. Спектр β -частиц, испускаемых изотопом Hg_{80}^{203}

Если в возбужденном состоянии ядро образуется после β^- -распада, то при измерении спектра β -частиц будут регистрироваться и конверсионные электроны. На рис. 3.27 приведен спектр β -частиц, испускаемых изотопом Hg_{80}^{203} (энергия β -частиц, отложенная на оси абсцисс, приведена в относительных единицах). Схема распада изотопа Hg_{80}^{203} представлена на рис. 3.28.

Из этой схемы видно, что узкие пики в β -спектре соответствуют энергии воз-

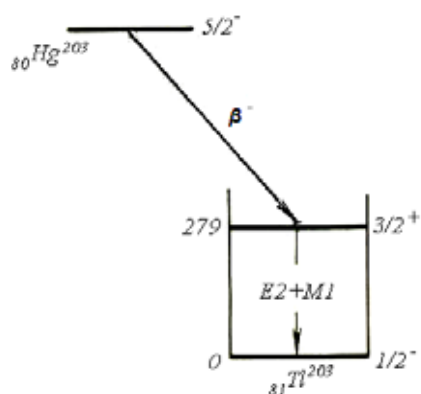


Рис. 3.28. Схема распада изотопа Hg_{80}^{203}

буждённого уровня конечного ядра Tl_{81}^{203*} , а выбивание электронов происходит с K -, L -, M -оболочек. Кстати, по «расстоянию» (на энергетической шкале) конверсионных электронов между пиками можно определить, на каком химическом элементе происходит конверсия.

Процесс испускания конверсионных электронов является конкурирующим с γ -излучением ядер. Относительная вероятность протекания внутренней электронной конверсии характеризуется *коэффициентом внутренней конверсии*:

$$w_c = \frac{\lambda_c}{\lambda_\gamma}, \quad (3.94)$$

где λ_c , λ_γ – постоянные соответствующих процессов. Коэффициент внутренней конверсии возрастает с ростом Z (внутренние оболочки в тяжёлых атомах располагаются ближе к ядру, чем в лёгких) и уменьшается с увеличением энергии возбуждения ядра (с ростом энергии возбуждения увеличивается отношение R_γ/λ , определяющее вероятность радиационного перехода). Иногда при высокой степени запрета по моменту и чётности на испускание электромагнитного излучения, внутренняя электронная конверсия является единственным процессом, в результате которого ядро переходит в основное состояние. Такая ситуация возникает, например, при $0 - 0$ -переходах. В качестве примера можно привести ядро Ge_{32}^{72} , у которого основной и первый возбуждённый уровень имеют спин, равный нулю. Возбуждённое на первом уровне ядро не может испустить γ -квант, так как мультиполя с нулевым моментом не существует.

3.7.4. Парная конверсия

В процессе парной конверсии энергия возбуждения ядра превращается в электронно-позитронную пару. Закон сохранения энергии для этого процесса имеет вид

$$m^* c^2 = m c^2 + 2m_e c^2 + T_+ + T_- + T_{я.o.}, \quad (3.95)$$

где T_+ , T_- , $T_{я.o.}$ – кинетические энергии продуктов реакции – позитрона, электрона и ядра отдачи соответственно. Ядро отдачи много «тяжелее» электрона и позитрона, поэтому в законе сохранения энергии (3.95) можно полагать $T_{я.o.} \approx 0$. Из формулы (3.95) видно, что этот процесс происходит только при достаточно больших энергиях возбуждения $W \equiv Q_{II} = (m^* - m) \cdot c^2 \gtrsim 2m_e c^2 = 1,02$ МэВ.

С наибольшей вероятностью этот процесс идёт на лёгких и средних ядрах, у которых существуют высокоэнергетические возбуждённые состояния. Для некоторых лёгких ядер при высокой степени запрета по мо-

менту и чётности на γ -излучение, парная конверсия является практически единственным процессом, посредством которого ядро снимает свое возбуждение. Например, 0–0-переход в ядре O_8^{16} из состояния с энергией возбуждения 6,06 МэВ в основном происходит за счёт парной конверсии.

Относительная вероятность протекания процесса парной конверсии определяется *коэффициентом парной конверсии*:

$$w_{\Pi} = \frac{\lambda_{\Pi}}{\lambda_{\gamma}}, \quad (3.96)$$

где λ_{Π} , λ_{γ} – постоянные соответствующих процессов. Коэффициент парной конверсии w_{Π} возрастает с ростом энергии возбуждения ядра и мультипольности испускаемого γ -излучения.

Упражнения и контрольные вопросы

1. Какое физическое явление называют радиоактивностью? Сформулируйте условие, необходимое для радиоактивного распада. Перечислите виды радиоактивности.
2. Какой процесс называют простым распадом? Сложным распадом?
3. Поясните физический смысл постоянной распада, периода полураспада, активности.
4. Запишите законы сохранения энергии и импульса, для радиоактивных распадов; нарисуйте энергетические диаграммы для α -, β -, γ -распадов.
5. Поясните, как определяется период полураспада по ширине спектральной линии γ -излучающих ядер. Приведите пример.
6. Как определяются периоды полураспада по измерениям активности?
7. Поясните, как используется вековое уравнение для определения периода полураспада долгоживущих ядер. Приведите пример.
8. Что понимают под термином «спектр частиц»? Нарисуйте типичные спектры α -, β - и γ -радиоактивных ядер, дайте необходимые пояснения.
9. На каком физическом явлении основана элементарная теория α -распада. Приведите формулу для постоянной α -распада, дайте необходимые пояснения.
10. Опишите косвенный опыт по обнаружению нейтрино.
11. Сформулируйте основные идеи опыта по прямому обнаружению нейтрино.
12. Сформулируйте основные положения элементарной теории β -распада.
13. Что называют графиком Кюри? Для каких целей он используется?
14. Дайте определение сравнительного периода полураспада. От чего зависит его величина? Приведите классификацию β -распадов по величине сравнительного периода полураспада.

15. Сформулируйте идею опыта г-жи Ву (несохранение чётности при β -распаде).
16. Какое ядро называют возбуждённым? Какими способами ядро может снять возбуждение? Запишите закон сохранения энергии для всех способов.
17. Сформулируйте правила отбора по моменту и чётности для γ -излучающих ядер.
18. Какие ядра называют изомерами? Как объясняется явление изомерии на основе оболочечной модели?
19. Получите связь между периодом полураспада и постоянной распада.
20. Выведите закон простого радиоактивного распада.
21. Выведите закон сложного радиоактивного распада. Постройте график $N_2(t)$ при $N_{02} = 0$ и $\lambda_1 \ll \lambda_2$.
22. Радиоактивные ядра A испытывают превращения по цепочке $A_1 \rightarrow A_2 \rightarrow A_3$ (стабильные) с соответствующими постоянными распада λ_1 и λ_2 . В начальный момент препарат содержал только ядра A_1 в количестве N_{01} . Найдите закон накопления стабильных ядер.
23. Из законов сохранения энергии и импульса выведите формулу для кинетической энергии α -частицы.
24. Запишите законы сохранения энергии и импульса для α -распада Rn^{222} , β^- -распада C_6^{14} и γ -распада Co^{60} .
25. Перечислите виды β -активности, получите энергетические условия для них через избытки масс атомов. Придумайте ядро и запишите для него энергетическое условие β^- -распада.
26. Вычислите интеграл в формуле для коэффициента прозрачности кулоновского барьера.
27. Получите формулу, описывающую спектр β -частиц.
28. Используя закон сохранения энергии и импульса, оцените энергию отдачи ядра с массовым числом $A = 200$ и энергией распада $Q_\gamma = 0,5$ МэВ.

Задачи

1. Сколько β -частиц испускает за один час 1 мкг Na^{24} , период полураспада которого $T = 15$ час?
2. Удельная активность препарата, состоящего из активного кобальта Co^{58} и неактивного Co^{59} , составляет $2,2 \cdot 10^{12}$ Бк/г. Период полураспада Co^{58} равен 71,3 сут. Найдите в этом препарате отношение массы активного кобальта к массе препарата.
3. При изучении β -распада Mg^{27} в момент $t = 0$ был включен счётчик. К моменту $t_1 = 2$ с он зарегистрировал N_1 β -частиц, а к моменту $t_2 = 3t_1$ в 2,66 раза больше. Найдите среднее время жизни данных ядер.

4. Изотоп P^{32} , период полураспада которого $T = 14,3$ сут, образуется в ядерном реакторе со скоростью $g = 2,7 \cdot 10^9$ ядер/с. Через какое время после начала образования этого изотопа его активность станет $A = 10^9$ Бк.
5. Радиоактивные ядра Bi^{210} распадаются по цепочке $Bi^{210} \rightarrow Po^{210} \rightarrow Pb^{206}$ (стабильные), где постоянные распада $\lambda_1 = 1,6 \cdot 10^{-6}$ с и $\lambda_2 = 5,8 \cdot 10^{-8}$ с. Вычислите α - и β -активность препарата массы 1 мг через месяц после его изготовления.
6. Радиоизотоп Sb^{124} образуется с постоянной скоростью $g = 10^9$ ядер/с. С периодом полураспада $T = 60$ дней он превращается в стабильный изотоп Te^{124} . Через какое время после начала образования активность радиоизотопа станет равной $A = 10$ мКи? Какая масса изотопа Tl^{124} накопится в препарате за 4 мес.?
7. Вычислите энергию γ -лучей, сопровождающих β -распад ядер Al^{28} ; максимальная кинетическая энергия электронов 2,86 МэВ.
8. Найдите энергию, уносимую нейтрино при K -захвате в атоме Cs^{131} , если полная энергия, выделяющаяся при этом процессе, равна 355 кэВ, а энергия связи K -электрона 35 кэВ.
9. Ядра Po^{210} испускают α -частицы с кинетической энергией 5,3 МэВ. Считая, что все ядра образуются в основном состоянии, определите: а) количество тепла, которое выделяет 10 мг препарата Po^{210} за период, равный среднему времени жизни этих ядер; б) первоначальную активность препарата Po^{210} , если за время, равное периоду полураспада этих ядер, выделившаяся энергия составляет 4 кДж.
10. Покоящееся изомерное ядро Ag^{109*} , переходя в основное состояние, испускает или γ -квант с энергией 87 кэВ, или конверсионный K -электрон с $HR = 860$ Э·см. Вычислите энергию связи K -электрона (H – напряженность магнитного поля спектрометра; R – радиус окружности, по которой движется электрон в спектрометре).
11. Покоящееся ядро P^{32} испытывает β -распад, в результате которого дочернее ядро оказывается в основном состоянии. Определите значение кинетической энергии дочернего ядра.
12. Во сколько раз энергия отдачи ядра при γ -распаде больше, чем при α -распаде, если полная энергия, освобождаемая при α -распаде $Q_\alpha = 4,9$ МэВ, а при γ -распаде $Q_\gamma = 0,2$ МэВ.
13. Распад ядер Po^{210} происходит из основного состояния и сопровождается испусканием двух групп α -частиц: основной с энергией 5,3 МэВ и слабой по интенсивности с энергией 4,5 МэВ. Найдите энергию γ -квантов, испускаемых дочерними ядрами.

Глава 4

ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

4.1. Вводные замечания

Под *излучением* чаще всего понимают потоки высокоэнергетических частиц: электронов, позитронов, γ -излучения, нейтронов, протонов и т. д. Мощными источниками излучения являются различного рода устройства и установки – ядерные реакторы, ускорители, рентгеновские установки, радиоактивные источники.

Существуют также источники излучения естественного происхождения. Прежде всего, это космическое излучение, подразделяющееся на первичное и вторичное. *Первичное космическое излучение* заполняет космическое пространство и состоит в основном из протонов и α -частиц, с энергиями от десятка мегаэлектронвольт и выше. В составе первичного космического излучения в небольших количествах присутствуют также электроны, позитроны, γ -кванты, ядра лития, бериллия, бора и более тяжёлых ядер. На пути к поверхности Земли космические лучи проходят атмосферу, в которой они претерпевают ряд превращений. В результате на поверхность земли падает *вторичное космическое излучение*, состоящее из адронов (пионов, протонов, нейтронов), мюонов, электронов и фотонов.

Излучение возникает также в процессе радиоактивных превращений естественных нуклидов, содержащихся в атмосфере (например, C^{14}) и земле (урановые и ториевые ряды, п. 3.1). В связи с этим необходимо отметить, что повышенные уровни излучения наблюдаются в зонах, прилегающих к территориям ТЭЦ, работающим на каменном угле. Каменные угли содержат повышенные концентрации урана, тория и, соответственно, дочерних радиоактивных ядер.

И, наконец, источниками высокоэнергетических частиц в окружающей человека среде являются радионуклиды техногенного происхождения. Это в основном продукты реакции деления, попавшие в окружающую среду в результате взрывов ядерного оружия в 50–60-е гг. прошлого столетия, чернобыльской катастрофы, аварийных ситуаций на предприятиях ядерно-топливного цикла.

При решении научно-прикладных задач, связанных с прохождением излучения через вещество, наибольший интерес представляют во-

просы, связанные с механизмами взаимодействия излучения с атомами вещества, потерями энергии частиц и пробегами их в веществе⁶.

По типу и механизму взаимодействия излучения с веществом, частицы можно разбить на четыре группы: 1) *тяжёлые заряженные частицы* (протоны, α -частицы, дейтроны и т. п.); 2) *лёгкие заряженные частицы* (прежде всего, это электроны и позитроны); 3) *γ -кванты* (жёсткое электромагнитное излучение с энергиями от нескольких килоэлектронвольт и выше); 4) *нейтроны*. При прохождении заряженных частиц и γ -квантов через вещество основную роль играют электромагнитные взаимодействия с электронами среды. Роль взаимодействия с ядрами крайне мала, так как электронов в веществе гораздо больше, чем ядер, а размеры ядер примерно на четыре порядка меньше размеров атомов. К тому же очень мал и радиус действия ядерных сил ($\sim 10^{-13}$ см).

Нейтроны, напротив, испытывают столкновения только с ядрами среды, вступая в те или иные ядерные реакции. Рассмотрим основные закономерности прохождения каждого вида излучения несколько подробнее.

4.2. Прохождение тяжёлых заряженных частиц через вещество

Тяжёлые заряженные частицы (ТЗЧ) относятся к классу адронов и участвуют в электромагнитном и сильном взаимодействии.

Сильное (или ядерное) взаимодействие ТЗЧ с ядрами проявляется на малых расстояниях ($\sim 10^{-13}$ см) и приводит к протеканию различных *ядерных реакций* (см. гл. 5). Однако сближению частиц с ядрами на столь малые расстояния препятствует кулоновское отталкивание, поэтому ядерные реакции под действием ТЗЧ протекают, как правило, при высоких энергиях частиц – десятки мегаэлектронвольт и выше. Кроме того, столкновения, сопровождающиеся ядерными реакциями, происходят крайне редко из-за малости размеров ядер ($\lesssim 10^{-12}$ см). Для сравнения напомним, что размеры атомов (или электронных оболочек) составляют $10^{-9} \dots 10^{-8}$ см. В результате роль ядерного взаимодействия при прохождении ТЗЧ через вещество оказывается незначительной, и это взаимодействие можно не учитывать, исключая специальные задачи, например, по физике защиты.

Для тяжёлых заряженных частиц основным является *кулоновское взаимодействие при столкновениях с электронами и ядрами вещества*. В столкновениях с ядрами, частицы меняют направление движения и передают ядру часть кинетической энергии. Потери энергии ТЗЧ в столкновениях с ядрами незначительны, так как такие столкновения

⁶ Подробная информация о прохождении излучения через вещество приведена, например, в справочнике Машковича В.П., Кудрявцевой А.В. Защита от ионизирующих излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1995.

происходят сравнительно редко из-за малости размеров ядер и экранировки кулоновского поля ядра электронной оболочкой (рис. 4.1). К тому же потери энергии в каждом отдельном столкновении, как правило, невелики, поскольку ТЗЧ обычно много легче ядра.

Тяжёлые заряженные частицы теряют свою энергию, в основном, в столкновениях с электронами. При этом электроны могут переходить на более высокие энергетические уровни (*атом возбуждается*) или вылетать из атома (*нейтральный атом превращается в положительно заряженный ион*).

В результате дальнего действия кулоновских сил, пролетающая через вещество частица испытывает столкновения с очень большим количеством электронов. Из-за большой разницы в массах тяжёлые заряженные частицы в столкновениях с электронами рассеиваются слабо, поэтому траектория их в веществе практически прямолинейна (рис. 4.1).

Потери энергии за счёт ионизации и возбуждения атомов вещества на единице пути, или *удельные потери*, вычислены в классической теории Бором и в квантовой теории – Бете и Блохом:

$$-\frac{dT}{dx} = B_{\text{ион}}(T) = \frac{4\pi q^2 e^4}{m_e v^2} n_e \left\{ \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I(1-(v/c)^2)} \right) - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right\}, \quad (4.1)$$

где dT – энергия, теряемая частицей на длине пути dx ; qe и v – заряд и скорость тяжёлой заряженной частицы соответственно; n_e – число электронов в 1 см^3 тормозящего вещества; m_e и e – масса и заряд электрона соответственно; I – средняя энергия возбуждения. Величина I учитывает потери энергии частицы на ионизацию и возбуждение атомов вещества и определяется путём подгонки теоретических значений удельных потерь к экспериментальным. В результате такой подгонки получено следующее эмпирическое соотношение для величины I :

$$I \approx 13,5Z \text{ эВ}, \quad (4.2)$$

где Z – порядковый номер вещества.

Число электронов в единице объёма n_e пропорционально плотности вещества ρ :

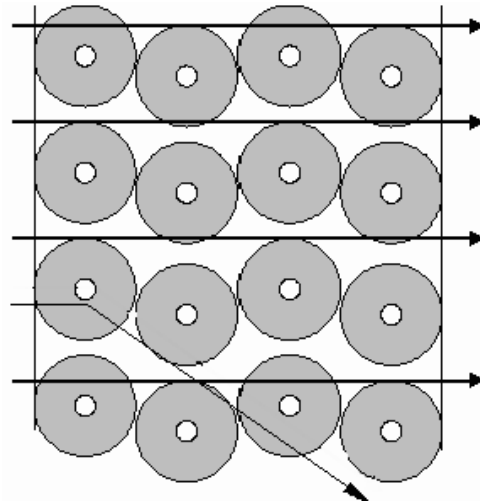


Рис. 4.1. Схематичное изображение траекторий тяжёлых заряженных частиц в веществе

$$n_e = N_A \cdot \rho \cdot Z / A, \quad (4.3)$$

где N_A – число Авогадро; A – молярная масса (для простых веществ молярную массу можно принять равной массовому числу в граммах). Поэтому потери прямо пропорциональны плотности вещества. Отсюда, в частности, следует, что значения $dT/d(\rho x)$ не сильно отличаются для разных веществ (рис. 4.2). Величина $x_m = \rho x$, имеющая размерность $[\text{г}/\text{см}^2]$, является удобной единицей измерения длины пути (толщины вещества) в задачах прохождения излучения через вещество и называется *массовой единицей длины*. Следует отметить, что если толщину вещества измерять в массовых единицах, то удельные потери не зависят от агрегатного состояния вещества и слабо зависят от свойств вещества.

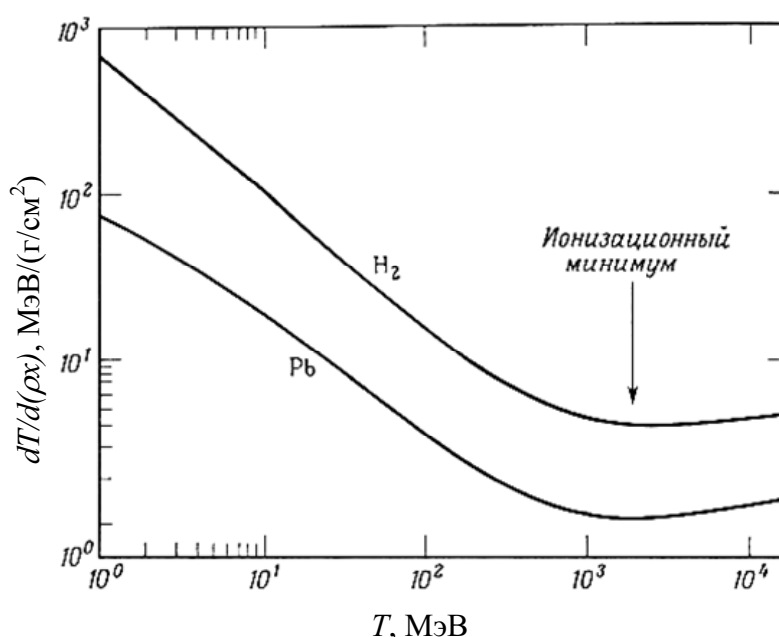


Рис. 4.2. Зависимость удельных потерь энергии $dT/d(\rho x)$ протонов в водороде и свинце от их кинетической энергии T

Сравнение расчётных и экспериментальных значений удельных ионизационных потерь энергии показывает, что формула (4.1) не работает при очень малых ($T \ll m_e c^2$) и больших ($T \gg m_e c^2$) энергиях частицы (рис. 4.3), причем в обоих случаях экспериментальные значения (сплошная кривая на рис. 4.3) лежат ниже расчётных (пунктирная кривая).

Расхождение между экспериментальной и расчётной кривой при низких энергиях связано с тем, что удельные потери сильно ($\sim q^2$) зависят от заряда частицы, а при малых скоростях, близких к скорости атомных электронов, начинает проявляться *эффект перезарядки*, когда частица «подхватывает» электрон вещества, в результате чего её заряд q уменьшается, либо она становится нейтральной.

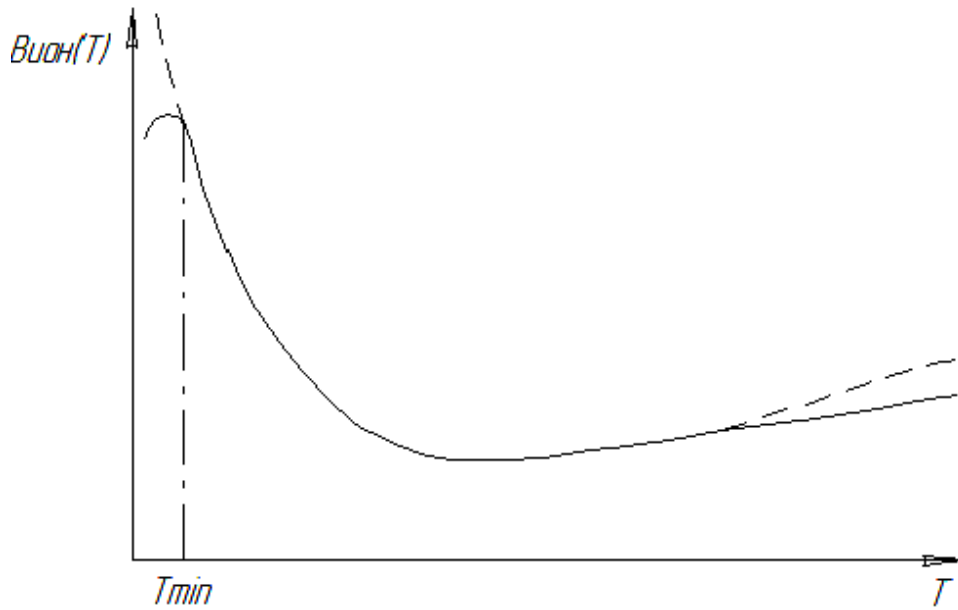


Рис. 4.3. Экспериментальная (-) и расчётная (---) зависимость удельных ионизационных потерь от энергии частицы

Различие в экспериментальных и расчётных значениях удельных ионизационных потерь при высоких энергиях частиц зависит от плотности вещества и проявляется наиболее отчётливо в конденсированных средах. Поэтому в данном случае говорят об «эффekte плотности», обусловленном поляризацией атомов вещества, что приводит к экранированию поля частицы и, как следствие, к уменьшению потерь.

Растревывая энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды, частица останавливается (термализуется) на некоторой глубине; при этом её кинетическая энергия $T \sim kT^0$, где T^0 – температура вещества; k – постоянная Больцмана (для температуры ~ 300 К энергия теплового движения kT^0 составляет $\sim 0,025$ эВ, т. е. ничтожно мала по сравнению с начальной энергией частицы).

Длина пути, пройденного частицей в веществе до остановки, называется *пробегом* (или *полным пробегом*) и обозначается R . Пробег можно вычислить, интегрируя уравнение для потерь энергии частицы dT в тонком слое вещества dx (рис. 4.4):

$$-dT = B_{\text{ион}}(T)dx. \quad (4.4)$$

Знак «минус» в уравнении (4.4) указывает на уменьшение кинетической энергии частицы в результате ионизационных столкновений в слое dx . После разделения переменных это уравнение можно проинтегрировать, считая, что энергия частицы в конце пути (энергия теплового движения) равна нулю:

$$\int_0^R dx = - \int_{T_0}^0 \frac{dT}{B_{\text{ион}}(T)}. \quad (4.5)$$

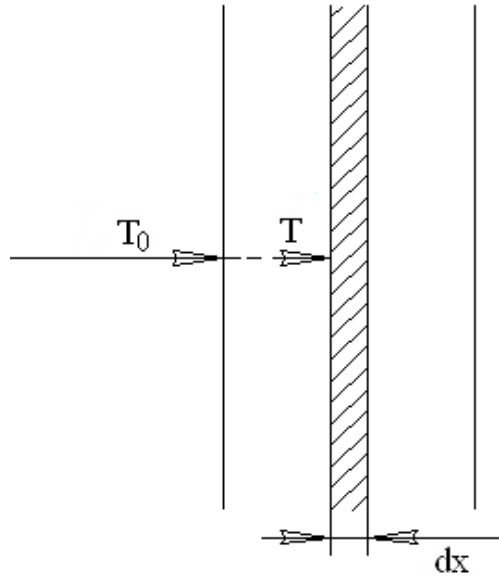


Рис. 4.4. Иллюстрация к дифференциальному уравнению (4.4)

Таким образом, для величины пробега получим следующее выражение:

$$R = \int_0^{T_0} \frac{dT}{B_{\text{ион}}(T)}. \quad (4.6)$$

Как сказано выше, формула (4.1) для ионизационных потерь не работает при низких энергиях (при $T \lesssim T_{\text{мин}}$, рис. 4.3), поэтому при вычислении интеграла (4.6) пределы интегрирования по энергии нужно разбить на два интервала:

$$R = \int_0^{T_{\text{мин}}} \frac{dT}{B_{\text{ион}}(T)} + \int_{T_{\text{мин}}}^{T_0} \frac{dT}{B_{\text{ион}}(T)} = R(T_{\text{мин}}) + \int_{T_{\text{мин}}}^{T_0} \frac{dT}{B_{\text{ион}}(T)}. \quad (4.7)$$

Остаточный пробег $R(T_{\text{мин}})$ в формуле (4.7) не может быть вычислен, его можно измерить только опытным путём. Однако в большинстве случаев $T_0 \gg T_{\text{мин}}$ (начальная кинетическая энергия ТЗЧ составляет обычно единицы мегаэлектронвольт и выше, в то время как $T_{\text{мин}}$ составляет ~ сотни килоэлектронвольт), тогда $R(T_{\text{мин}}) \ll R$ и остаточным пробегом при вычислении R можно пренебречь.

В инженерных расчётах чаще используют *экстраполированный пробег* R_0 , который определяют по экспериментально измеренным кривым прохождения. Под кривой прохождения понимают зависимость

числа частиц $N(x)$, прошедших слой вещества толщиной x , от толщины слоя. Типичный вид кривой прохождения ТЗЧ представлен на рис. 4.5. Из рисунка видно, что экстраполированный пробег определяет минимальную толщину вещества, при которой происходит практически полное поглощение частиц.

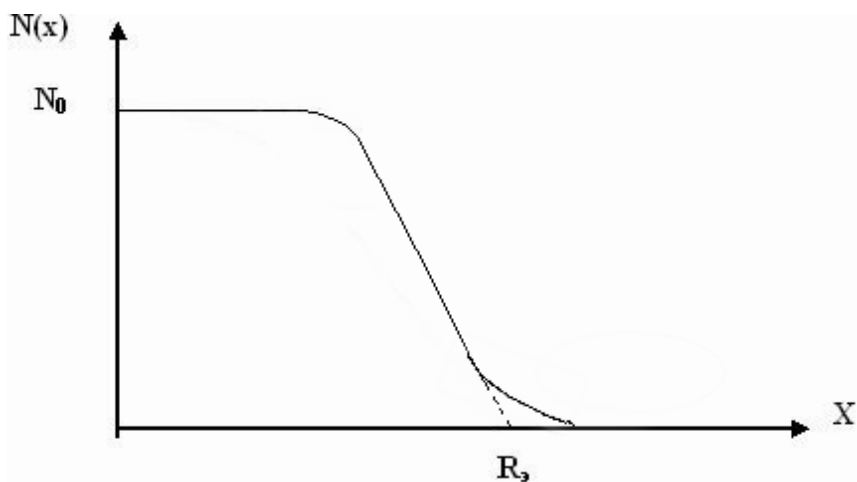


Рис. 4.5. Типичный вид кривой прохождения для тяжёлых заряженных частиц: N_0 – число частиц, упавших на мишень; $R_э$ – экстраполированный пробег

Величина экстраполированного пробега зависит от типа частицы, её энергии и вещества поглотителя. Путём обработки кривых прохождения, измеренных для частиц с разной энергией в разных веществах, получены эмпирические формулы для экстраполированных пробегов.

Экстраполированный пробег α -частицы в воздухе и веществе с массовым числом A определяется соответственно по формулам

$$R_{\alpha\omega} = 0,31T^{3/2} \text{ см}; \quad 4 < T < 7 \text{ МэВ}; \quad (4.8)$$

$$R_{\alpha\omega} = 0,56R_{\alpha\omega}(\text{см})A^{1/3} \text{ мг/см}^2, \quad (4.9)$$

где $R_{\alpha\omega}$ – экстраполированный пробег α -частицы той же энергии в воздухе, см.

Экстраполированный пробег протона в воздухе:

$$R_{p\omega}(T) = R_{\alpha\omega}(4T) - 0,2 \text{ см}; \quad T > 0,5 \text{ МэВ}, \quad (4.10)$$

где $R_{\alpha\omega}$ – экстраполированный пробег α -частицы с кинетической энергией $4T$ в воздухе.

Необходимо отметить, что из-за слабого рассеяния ТЗЧ в веществе пробеги R и экстраполированные пробеги $R_э$ отличаются по величине незначительно ($R_э$ меньше R на несколько процентов).

4.3. Прохождение лёгких заряженных частиц через вещество

К классу лёгких заряженных частиц относятся частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях: электроны (e^-), позитроны (e^+), μ -мезоны (μ^+ , μ^-). Источниками таких частиц являются ускорители, а электроны и позитроны испускаются ещё и радиоактивными ядрами. В этом случае их называют β -частицами.

Лёгкие заряженные частицы теряют свою энергию в результате кулоновского взаимодействия при столкновениях с электронами и ядрами вещества.

При этом электроны вещества могут переходить на более высокие энергетические уровни (*атом возбуждается*) или отрываться от атома (*атом превращается в ион*). В результате дальнедействующего характера кулоновских сил пролетающая через вещество частица испытывает столкновения с очень большим количеством электронов. Потери энергии лёгких заряженных частиц на ионизацию и возбуждение атомов вещества называют *ионизационными* ($B_{\text{ион}}$).

Из-за малости массы лёгкие заряженные частицы в столкновениях могут значительно отклоняться от первоначального направления движения, поэтому, во-первых, их траектория в веществе представляет собой ломаную линию, а во-вторых, двигаясь по искривлённой траектории (т. е. с ускорением), они излучают электромагнитные волны, или так называемое *тормозное излучение*. Потери энергии лёгких заряженных частиц на тормозное излучение называют *радиационными*. Потери в расчёте на единицу длины пути называют *удельными радиационными потерями энергии* ($B_{\text{рад}}$); величину удельных радиационных потерь можно рассчитать по известным формулам⁷. Необходимо отметить, что ионизация и возбуждение атомов вещества наряду с тормозным излучением широко используются в научных исследованиях, приборостроении, технике, медицине, экологии и т. п.

Качественный вид зависимости удельных ионизационных и радиационных потерь от энергии частиц приведен на рис. 4.6.

Энергия частиц, при которой ионизационные и радиационные потери равны, называется критической ($T_{\text{кр}}$). Для электронов значения $T_{\text{кр}}$, рассчитанные по эмпирической формуле:

$$T_{\text{кр}} \approx \frac{800}{Z} \text{ МэВ}, \quad (4.11)$$

приведены в табл. 4.1.

⁷ См. Беспалов В.И. Основы взаимодействия излучений с веществом: учебное пособие. – Томск: Издательство ТПУ, 2003.

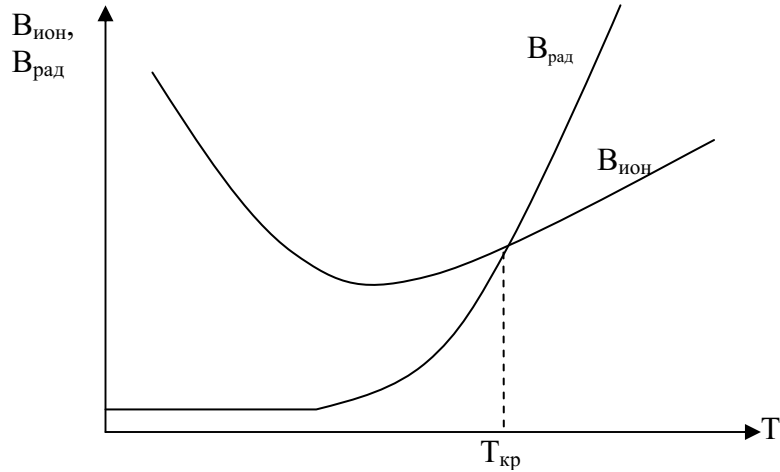


Рис. 4.6. Качественная зависимость удельных ионизационных и радиационных потерь от энергии частиц

Таблица 4.1

Значения критической энергии электронов $T_{кр}$ для различных веществ

Вещество	Z	Плотность, г/см ³	Критическая энергия, МэВ
H ₂ (жидкость)	1	0,071	340
He (жидкость)	2	0,125	220
C	6	1,5	103
Al	13	2,7	47
Fe	26	7,87	24
Pb	82	11,35	6,9
Воздух		0,0012	83
Вода		1	93

Пробег лёгких заряженных частиц в веществе определяется формулой, аналогичной формуле (4.6) для пробега тяжёлых заряженных частиц:

$$R = R(T_{min}) + \int_{T_{min}}^{T_0} \frac{dT}{B_{пол}(T)}, \quad (4.12)$$

где $B_{пол}(T) = B_{ион}(T) + B_{рад}(T)$ – полные удельные потери энергии частицы; T_0 – её начальная энергия; $T_{min} \approx$ единицы кэВ – минимальная кинетическая энергия лёгкой заряженной частицы, ниже которой перестают быть справедливыми формулы для ионизационных потерь, полученные в приближении, что скорость быстрой частицы много больше скорости атомных электронов. Обычно $R(T_{min}) \ll R$ и этой величиной при расчёте пробега пренебрегают. Как следует из рис. 4.6, при $T \ll T_{кр}$ полные потери энергии электронов определяются, в основном, ионизационными потерями $B_{пол}(T) \approx B_{ион}(T)$, а при высоких энергиях $T \gg T_{кр}$ основными являются потери на тормозное излучение $B_{пол}(T) \approx B_{рад}(T)$.

Зависимость числа прошедших через поглотитель моноэнергетических электронов N от толщины слоя вещества x_m показана на рис. 4.7.

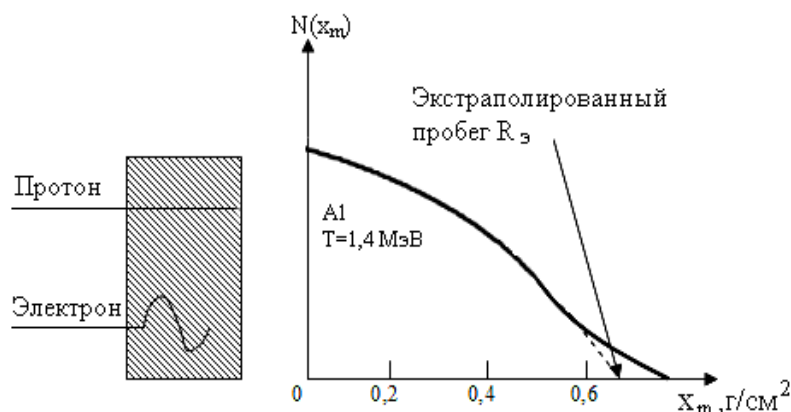


Рис. 4.7. Прохождение протонов и электронов, обладающих одной и той же полной длиной пробега, через поглотитель. Справа приведена зависимость $N(x_m)$ от x_m для моноэнергетических электронов

Экстраполированные пробеги электронов так же, как и тяжёлых заряженных частиц, рассчитывают по эмпирическим формулам.

Для электронов экстраполированный пробег в алюминии хорошо описывается следующими соотношениями:

$$R_э (\text{г/см}^2) = \begin{cases} 0,407T^{1,38}; & 0,15 < T < 0,8 \text{ МэВ}; \\ 0,542T - 0,133; & 0,8 < T < 3 \text{ МэВ}. \end{cases} \quad (4.13)$$

Следует отметить, что формулы (4.13) с хорошей точностью описывают пробеги в любых не слишком тяжёлых веществах, если потери энергии электрона являются в основном ионизационными (т. е. если $T \ll T_{кр}$). Из-за сильного рассеяния электронов в веществе экстраполированные пробеги $R_э$ заметно меньше пробегов R , рассчитанных по формуле (4.12):

$$R_э \approx (0,4 \dots 0,8)R. \quad (4.14)$$

Отличие экстраполированного пробега $R_э$ от пробега R тем больше, чем больше порядковый номер вещества и, следовательно, сильнее рассеяние.

Закон поглощения β -частиц, имеющих непрерывный спектр, описывается формулой

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x}, \quad (4.15)$$

где N_0 – поток β -частиц, падающих на вещество; $N(x)$ – поток β -частиц на глубине x ; μ – линейный коэффициент поглощения.

Массовый коэффициент поглощения:

$$\mu / \rho = 22 / T_{\beta \max}^{4/3}; \quad 0,05 < T_{\beta \max} < 6 \text{ МэВ}, \quad (4.16)$$

где $T_{\beta \max}$ – граничная энергия спектра β -частиц, МэВ.

4.4. Прохождение γ -квантов через вещество

Под термином « γ -квант» понимают жёсткое электромагнитное излучение с энергиями десятки килоэлектронвольт и выше, что соответствует длинам волн $\lambda \lesssim 10^{-9}$ см.

Гамма-кванты испытывают электромагнитное взаимодействие с электронами и ядрами среды. Взаимодействие с ядрами может привести к протеканию так называемых *фотоядерных реакций*, когда γ -квант поглощается, а из ядра вылетает протон или чаще нейтрон. Однако вероятность протекания фотоядерных реакций невелика. К тому же такие реакции идут под действием γ -квантов с достаточно высокими энергиями, превышающими энергию связи нуклонов в ядре, что для большинства ядер составляет около 8...10 МэВ. Поэтому при решении задач о прохождении γ -квантов сравнительно невысоких энергий, фотоядерные реакции вообще не учитывают, а при прохождении γ -квантов высоких энергий, фотоядерные реакции рассматриваются обычно как источник нейтронов и (или) протонов, если это вытекает из условий поставленной задачи, например в физике защиты.

Существует три основных процесса, определяющих закономерности прохождения γ -квантов через вещество: *фотоэффект, комптон-эффект и рождение электронно-позитронных пар*.

4.4.1. Фотоэффект

При *фотоэффекте* γ -квант поглощается атомом, после чего атом испускает электрон с одной из своих внутренних оболочек. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что фотоэффект возможен только на связанных в атоме электронах. Докажем это утверждение, используя метод «от противного», т. е. будем считать, что возможно поглощение γ -кванта свободным электроном. Тогда законы сохранения энергии и импульса будут иметь вид (предположим, что электрон покоится)

$$\begin{cases} E_\gamma + m_e c^2 = m_e c^2 + T_e; & (4.17) \\ \vec{P}_\gamma = \vec{P}_e. & (4.18) \end{cases}$$

Уравнение (4.17), с учётом $m_e c^2 + T_e \equiv E_e = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, запишется в виде

$$E_\gamma = m_e c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right), \quad (4.19)$$

где $\beta = v/c$.

В законе сохранения импульса перейдём к энергиям ($E_\gamma = P_\gamma c$) и учтём, что $P_e = \frac{m_e v}{\sqrt{1 - \beta^2}}$; тогда уравнение (4.18) примет вид

$$E_\gamma = m_e c^2 \cdot \left(\frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right). \quad (4.20)$$

Совместное решение уравнений (4.19), (4.20) даёт следующие значения для β :

- 1) $\beta = 0$ – частицы не существуют;
- 2) $\beta = 1$ – нефизическое решение (скорость частицы не может быть равна скорости света).

Таким образом, свободный электрон поглотить γ -квант не может, для протекания такого процесса необходима связь электрона в атоме. Данное обстоятельство определяет вид зависимости сечения фотоэффекта σ_ϕ от энергии γ -кванта (рис. 4.8) и характерный для этого процесса энергетический диапазон – десятки кэВ ... единицы МэВ.

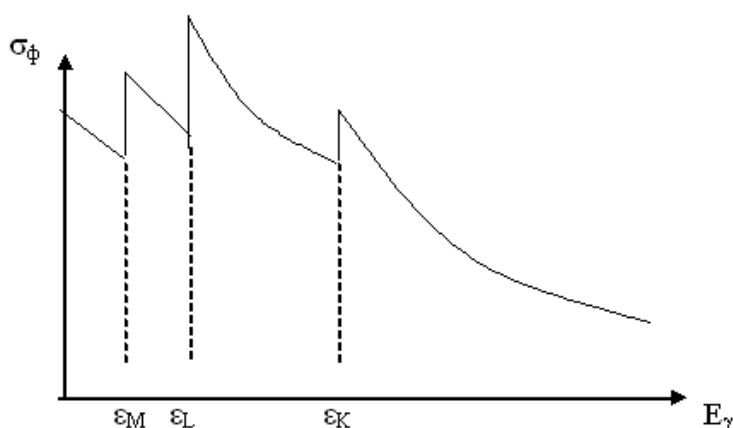


Рис.4.8. Качественный вид зависимости сечения фотоэффекта σ_ϕ от энергии γ -квантов E_γ ; $\epsilon_K, \epsilon_L, \epsilon_M$ – энергии связи электронов на соответствующих оболочках

Напомним, что сечение σ какого-либо процесса является мерой вероятности протекания этого процесса в расчёте на одну упавшую частицу и один атом (или ядро, если речь идёт о ядерной реакции). Согласно кривой $\sigma_\phi(E_\gamma)$, приведённой на рис. 4.8, с наибольшей вероятностью фотоэффект происходит при энергиях γ -квантов, близких к энергии связи электронов на внутренних K -, L -, M - и т. д. оболочках. Очевидно, γ -кванты с такими энергиями хорошо «чувствуют» связь электронов в атоме. Следует отметить, что для большинства атомов, исключая лёгкие, энергии связи электронов на

внутренних оболочках как раз и составляют десятки...сотни кэВ. Связь электронов в атоме, обусловленная кулоновским притяжением к ядру, тем сильнее, чем больше заряд ядра $Z \cdot e$. Поэтому сечение фотоэффекта сильно ($\sim Z^5$) зависит от порядкового номера атома, и на тяжёлых атомах фотоэффект идёт с заметной вероятностью даже при энергиях γ -квантов порядка нескольких мегаэлектронвольт.

4.4.2. Комптоновское рассеяние

Комптон-эффектом называют процесс рассеяния γ -квантов на свободных электронах. Свободных (в абсолютном смысле) электронов в веществе не бывает. Но для γ -квантов с энергиями, много большими энергии связи электронов в атоме, электроны вещества «кажутся» свободными и покоящимися. После столкновения с электроном γ -квант меняет направление движения и передаёт часть своей энергии электрону вещества, в результате чего электрон (как и при фотоэффекте) вылетает из атома (рис. 4.9).

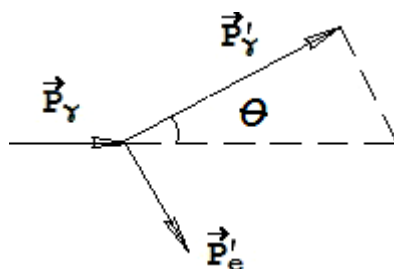


Рис. 4.9. Импульсная диаграмма для рассеяния γ -кванта на электроне

Запишем законы сохранения энергии и импульса для этого процесса, предполагая, что электрон свободен и покоится:

$$E_\gamma + m_e c^2 = E'_\gamma + m_e c^2 + T'_e; \quad (4.21)$$

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}'_\gamma + \vec{P}'_e. \quad (4.22)$$

Получим формулу, связывающую энергию рассеянного γ -кванта с углом рассеяния. С учётом того, что $T'_e = \sqrt{P_e'^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2$, после возведения в квадрат уравнение (4.21) преобразуется к виду

$$(E_\gamma - E'_\gamma)^2 + 2m_e c^2 \cdot (E_\gamma - E'_\gamma) = P_e'^2 c^2. \quad (4.23)$$

Закон сохранения импульса (4.22) перепишем в виде $\vec{P}_\gamma - \vec{P}'_\gamma = \vec{P}'_e$, затем возведём в квадрат и перейдём к энергиям, умножив равенство на c^2 :

$$E_\gamma^2 - 2E_\gamma E'_\gamma \cdot \cos \theta + E'^2_\gamma = P_e'^2 c^2, \quad (4.24)$$

где θ – угол рассеяния γ -кванта (рис. 4.9).

Решая совместно равенства (4.23) и (4.24), получим:

$$E_{\gamma} E'_{\gamma} (1 - \cos \theta) = m_e c^2 \cdot (E_{\gamma} - E'_{\gamma}). \quad (4.25)$$

Из выражения (4.25) можно вывести формулу для энергии γ -кванта после рассеяния:

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + k(1 - \cos \theta)}, \quad (4.26)$$

где $k = E_{\gamma} / m_e c^2$ – энергия γ -кванта до столкновения в единицах $m_e c^2$.

Для анализа комптоновского рассеяния γ -квантов удобно в формуле (4.25) перейти от энергии к длинам волн фотонов ($E_{\gamma} = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$):

$$\Delta\lambda = \Lambda \cdot (1 - \cos \theta). \quad (4.27)$$

где $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ – изменение длины волны фотона в результате рассеяния; $\Lambda = \frac{h}{m_e c} = 2.42 \cdot 10^{-10}$ см – *комптоновская длина волны электрона*.

Из формулы (4.27) можно сделать следующие выводы:

- изменение длины волны (энергии) фотона при комптоновском рассеянии зависит только от угла рассеяния (и не зависит от первоначальной энергии фотона);
- максимальное изменение длины волны γ -кванта $\Delta\lambda_{\max} = 2\Lambda$ происходит при рассеянии назад, т. е. при $\theta = 180^\circ$;
- эффект Комптона вероятен при длинах волн, соизмеримых с комптоновской длиной волны электрона ($\lambda \sim \Lambda$), что соответствует энергиям фотонов порядка 1 МэВ. Данное обстоятельство определяет характерный для комптоновского рассеяния диапазон энергий (рис. 4.10);
- комптоновское рассеяние не играет существенной роли для длинноволнового излучения, когда $\Delta\lambda \ll \lambda$ (например, для света и даже мягкого рентгеновского излучения).

4.4.3. Образование электронно-позитронных пар

При высоких энергиях γ -квантов – десятки мегаэлектронвольт и выше – с наибольшей вероятностью протекает процесс рождения *электронно-позитронных пар*, при котором γ -квант исчезает, а за счёт его энергии возникают две частицы – электрон и позитрон. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса превращение γ -кванта в электронно-позитронную пару не может происходить в вакууме. Если предположить обратное, т. е. считать, что возможно превращение сво-

бодного фотона в электронно-позитронную пару, то законы сохранения энергии и импульса записываются в виде

$$E_\gamma = E_+ + E_-; \quad (4.28)$$

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_+ + \vec{P}_-. \quad (4.29)$$

Из закона сохранения энергии получим неравенство, умножив слагаемые в правой части выражения (4.28) на множители, которые заведомо меньше единицы ($\beta_+ = v_+/c$ и $\beta_- = v_-/c$):

$$E_\gamma = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta_-^2}} > \frac{m_e c^2 \beta_+}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m_e c^2 \beta_-}{\sqrt{1-\beta_-^2}}. \quad (4.30)$$

Если в законе сохранения импульса перейти к модулям векторов, то выражение (4.29), в соответствии с теоремой косинусов, примет вид неравенства

$$P_\gamma \leq P_+ + P_- = \frac{m v_+}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m v_-}{\sqrt{1-\beta_-^2}}. \quad (4.31)$$

Умножив выражение (4.31) на скорость света, получим:

$$E_\gamma \leq \frac{m_e c^2 \beta_+}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m_e c^2 \beta_-}{\sqrt{1-\beta_-^2}}. \quad (4.32)$$

Сравнение выражений (4.30) и (4.32) показывает, что законы сохранения энергии и импульса входят в противоречие друг с другом. Следовательно, превращение γ -кванта в электронно-позитронную пару в пустоте невозможно. Таким образом, для образования электронно-позитронной пары необходимо присутствие третьей частицы – ядра или электрона вещества. Чаще всего этот процесс происходит в кулоновском поле ядра; законы сохранения энергии и импульса в этом случае имеют вид

$$E_\gamma = 2m_e c^2 + T_+ + T_- + T_{я.o.}; \quad (4.33)$$

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_+ + \vec{P}_- + \vec{P}_{я.o.}. \quad (4.34)$$

Необходимо отметить, что из-за большой разницы в массах ядра и образующихся частиц, кинетическая энергия ядра отдачи очень мала, т. е. можно полагать, что $T_{я.o.} \approx 0$.

Согласно закону сохранения энергии (4.33) процесс рождения пар является пороговым:

$$E_\gamma \gtrsim 2m_e c^2 \approx 1,02 \text{ МэВ}.$$

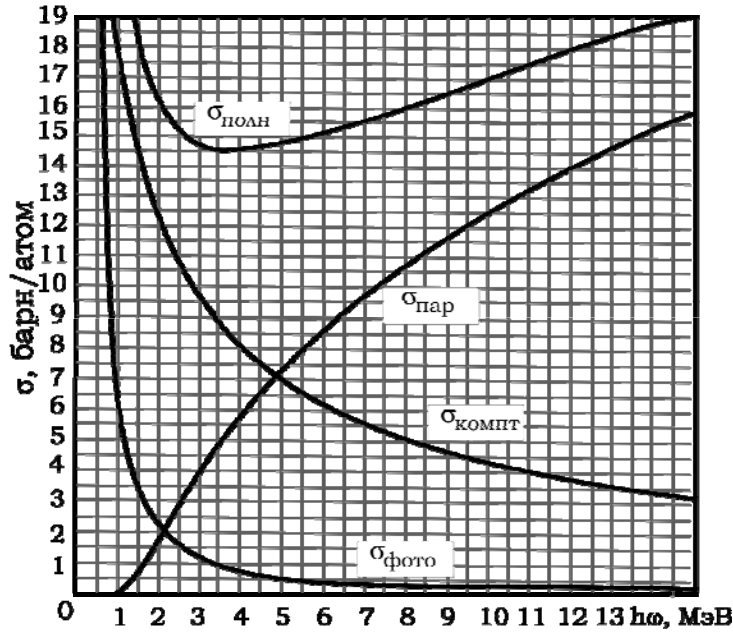


Рис. 4.10. Зависимость сечений фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения электронно-позитронных пар в свинце от энергии γ -кванта

На рис. 4.10 приведены сечения всех трёх процессов взаимодействия γ -квантов в свинце в зависимости от энергии фотона. На этом же рисунке приведено полное сечение взаимодействия γ -квантов:

$$\sigma = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{п}}. \quad (4.35)$$

4.4.4. Прохождение γ -квантов через толстые мишени

За счёт рассмотренных выше процессов взаимодействия γ -квантов, их число в первичном пучке убывает с увеличением толщины вещества, причем в результате фотоэффекта и рождения пар γ -квант вообще исчезает, а, после комптоновского рассеяния, энергия фотона уменьшается и меняется направление движения. Ещё раз отметим, что фотоядерные реакции не оказывают заметного влияния на потоки γ -квантов в веществе.

Получим закон, согласно которому происходит уменьшение числа моноэнергетических γ -квантов в зависимости от толщины вещества. Для этого составим дифференциальное уравнение, описывающее убывание плотности потока в тонком слое вещества dx :

$$-dN(x) = N(x) \cdot n_0 \cdot \sigma \cdot dx, \quad (4.36)$$

где $N(x)$ – плотность потока первичных γ -квантов на глубине x (рис. 4.11); dN – изменение потока в слое dx за счёт взаимодействия (знак минус указывает на уменьшение потока); σ – полное эффективное сечение взаимодействия γ -квантов с веществом (4.35); n_0 – концентрация атомов вещества. Напомним, что поток – это число частиц, пересекающих площадь 1 см^2 за 1 с .

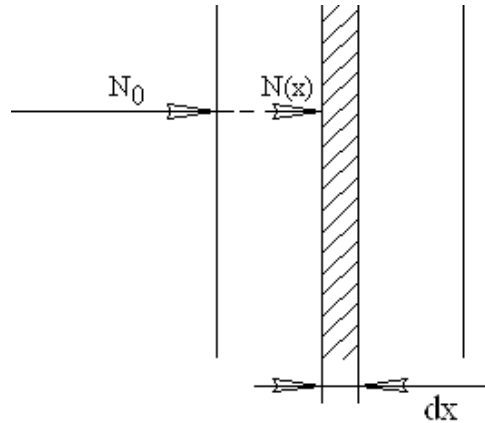


Рис. 4.11. Иллюстрация к дифференциальному уравнению (4.36)

Энергия первичных квантов с толщиной вещества не изменяется, и, следовательно, сечение взаимодействия σ не зависит от x , поэтому уравнение (4.36) легко интегрируется:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-n_0 \cdot \sigma \cdot x}. \quad (4.37)$$

Формулу (4.37) называют *законом ослабления моноэнергетического пучка γ -квантов* (рис. 4.12); N_0 – поток γ -квантов, падающих на вещество.

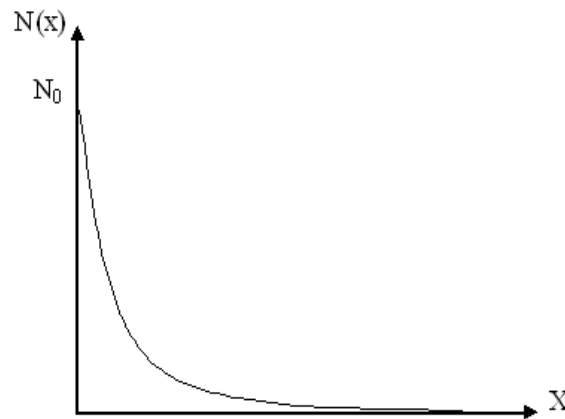


Рис. 4.12. Зависимость числа первичных γ -квантов от толщины вещества

Произведение концентрации атомов вещества на полное эффективное сечение взаимодействия называют *линейным коэффициентом ослабления γ -квантов*:

$$\mu = n_0 \sigma = n_0 (\sigma_{\Phi} + \sigma_K + \sigma_{\Pi}). \quad (4.38)$$

Линейный коэффициент ослабления зависит от порядкового номера вещества, его плотности ρ (напомним, что $n_0 = \frac{N_A}{A} \rho$) и энергии γ -кванта, как видно из формулы (4.38); $[\mu] = 1/\text{см}$. На практике толщину вещества чаще измеряют в массовых единицах – $\text{г}/\text{см}^2$; в этом случае

необходимо пользоваться *массовыми коэффициентами ослабления* μ/ρ , имеющими размерность $\text{см}^2/\text{г}$.

В задачах о прохождении γ -квантов через вещество используют также *коэффициент поглощения* μ_τ , который учитывает фотоэффект и рождение пар, т. е. процессы, приводящие к поглощению фотона веществом. Коэффициент поглощения может выражаться как в линейных ($\mu_\tau = n_0(\sigma_\phi + \sigma_\pi)$), так и в массовых единицах (μ_τ/ρ). Массовые коэффициенты ослабления и поглощения для некоторых веществ и энергий фотонов приведены в табл. 4.2.

Следует отметить, что γ -кванты, как частицы нейтральные, испытывают столкновения в веществе сравнительно редко. Для них не существует понятия пробега как расстояния, на котором скорость становится практически равной нулю. Скорость фотона всегда равна скорости света, хотя, в результате взаимодействия, его энергия уменьшается, как при комптоновском рассеянии. Однако для γ -квантов существует понятие *длины свободного пробега*, равного среднему расстоянию между двумя столкновениями:

$$\lambda = 1/\mu = 1/(n_0 \cdot \sigma). \quad (4.39)$$

Таблица 4.2

*Коэффициенты ослабления и поглощения для γ -квантов**

МэВ	Алюминий		Свинец		Вода		Воздух	
	μ/ρ	μ_τ/ρ	μ/ρ	μ_τ/ρ	μ/ρ	μ_τ/ρ	μ/ρ	μ_τ/ρ
0,02	3,48	0,0391	72,0	0,585	0,189	0,029	0,764	0,023
0,04	0,558	0,0275	10,5	0,136	0,264	0,032	0,245	0,026
0,06	0,270	0,0289	3,55	0,068	0,204	0,032	0,186	0,029
0,08	0,198	0,0286	1,66	0,047	0,183	0,032	0,166	0,029
0,1	0,169	0,0371	5,46	2,16	0,171	0,0253	0,155	0,0233
0,2	0,122	0,0275	0,942	0,586	0,137	0,0299	0,123	0,0269
0,4	0,0927	0,0287	0,220	0,136	0,106	0,0328	0,0953	0,0295
0,6	0,0779	0,0286	0,119	0,0684	0,0896	0,0329	0,0804	0,0295
0,8	0,0683	0,0278	0,0866	0,0477	0,0786	0,0321	0,0706	0,0288
1,0	0,0614	0,0269	0,0703	0,0384	0,0706	0,0310	0,0635	0,0276
1,5	0,0500	0,0246	0,0550	0,0280	0,0590	0,0283	0,0515	0,0254
2,0	0,0431	0,0227	0,0463	0,0248	0,0493	0,0260	0,0445	0,0236
3,0	0,0360	0,0201	0,0410	0,0238	0,0390	0,0227	0,0360	0,0211
4,0	0,0310	0,0188	0,0421	0,0253	0,0339	0,0204	0,0307	0,0193
6,0	0,0264	0,0174	0,0436	0,0287	0,0275	0,0178	0,0250	0,0173
8,0	0,0241	0,0169	0,0459	0,0310	0,0240	0,0163	0,0220	0,0163
10,0	0,0229	0,0167	0,0189	0,0328	0,0219	0,0154	0,0202	0,0156

* Здесь μ/ρ и μ_τ/ρ – массовые коэффициенты ослабления и поглощения, $\text{см}^2/\text{г}$.

4.5. Прохождение нейтронов через вещество (краткие сведения)⁸

Большинство известных источников испускают нейтроны с энергией порядка нескольких мегаэлектронвольт. Основным процессом взаимодействия нейтронов таких энергий является рассеяние, в результате которого они теряют кинетическую энергию, передавая её ядрам вещества. При этом изменяется также и направление движения нейтронов. Уменьшение кинетической энергии в столкновениях с ядрами называют *замедлением нейтронов*. Многократное рассеяние нейтронов на ядрах приводит к тому, что, двигаясь в веществе, они совершают сложный ломаный путь типа броуновской траектории. Таким образом, распространение нейтронов в веществе аналогично *диффузии* слабого раствора в растворителе, поэтому при описании пространственного распределения нейтронов широко используются законы диффузии.

Замедлившиеся до тепловых энергий нейтроны захватываются ядрами вещества (вероятность захвата высокоэнергетических нейтронов крайне мала). Образовавшиеся после захвата возбуждённые ядра претерпевают какие-либо превращения; чаще всего это процесс испускания электромагнитного излучения (реакции под действием нейтронов рассмотрены в гл. 5).

Нейтроны, также как и γ -кванты, испытывают в веществе сравнительно редкие соударения. Для нейтронов также не существует понятия пробега, хотя в теории замедления используется так называемая *длина замедления*, равная среднему смещению нейтрона по прямой в процессе замедления от начальной энергии T_0 до конечной T :

$$L \approx \lambda \cdot \sqrt{\ln \frac{T_0}{T}}, \text{ при } T_0 \gg T. \quad (4.40)$$

Здесь λ – средняя длина свободного пробега нейтронов, которая определяется по той же формуле, что и для фотонов:

$$\lambda = \frac{1}{n_0 \sigma},$$

где σ – полное эффективное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами вещества. Формула (4.40) получена в предположении изотропного в координатах центра инерции рассеяния и при условии, что средняя длина свободного пробега λ не зависит от энергии нейтрона. Во многих практически важных случаях, например, в замедляющей среде, содержащей водород

⁸ Распространение нейтронов в веществе изучают в *нейтронной физике* на основе кинетических уравнений переноса. В общем случае это достаточно сложные интегро-дифференциальные уравнения, записанные для плотности нейтронов, учитывающие процессы их взаимодействия с ядрами вещества.

или дейтерий, эти условия не выполняются. Значения длины рассеяния, полученные на основе более точных расчётов, даны в табл. 4.3.

Таблица 4.3

Длина замедления нейтронов при изменении их энергии от начальной T_0 до конечной $T = 1,44$ эВ

T_0 , МэВ	$\ln \frac{T_0}{T}$	Длина замедления, см				
		Водород, $\rho = 1^*$	H_2O , $\rho = 1$	D_2O , $\rho = 1,1$	Углерод, $\rho = 1,6$	Кислород, $\rho = 1$
3,0	14,55	0,728...0,865	6,4	10,5...11,9	19,2...19,8	56,8...62,6
2,0	14,14	0,608...0,707	5,3	10,1...10,9	17,7...18,2	48,8...50,0
1,0	13,45	0,463...0,520	3,8	9,7...10,2	15,9...16,2	42,2...42,6
0,5	12,76	0,375...0,411	3,1	9,4...9,9	14,7...15,0	38,6...39,1
0,25	12,06	0,328...0,352	2,7	9,1...9,5	13,9...14,1	37,9...38,2
0,1	11,15	0,293...0,309	2,4	8,8...9,2	13,2...13,3	36,8...37,1

* ρ – плотность замедлителя, г/см³

Закон ослабления первичных нейтронов в однородной среде для моноэнергетического мононаправленного пучка имеет тот же вид, что и для γ -квантов:

$$N(x) = N_0 e^{-\sigma_0 x}. \quad (4.41)$$

Как уже отмечалось ранее (гл. 1), закон ослабления γ -квантов в веществе (4.41) используется для измерения полных сечений взаимодействия нейтронов с веществом.

Упражнения и контрольные вопросы

1. Поясните, что происходит с тяжёлой заряженной частицей при прохождении через вещество. Какова её траектория в веществе? Куда тратится её энергия?
2. Поясните, что происходит с лёгкой заряженной частицей при прохождении через вещество. Какова её траектория в веществе? Куда тратится её энергия?
3. Что называют полным пробегом заряженной частицы? Как он может быть вычислен? Что называют экстраполированным пробегом заряженной частицы? Как он определяется?
4. Перечислите основные процессы взаимодействия γ -квантов с веществом и укажите характерные энергии для каждого процесса. Нарисуйте графики сечений фотоэффекта, комптон-эффекта, рождения пар и полного сечения в зависимости от энергии γ -кванта.

5. Какой процесс называют фотоэффектом? Запишите закон сохранения энергии для него. Как зависит сечение фотоэффекта от энергии γ -кванта? От порядкового номера вещества? Укажите характерную область энергий.
6. Какой процесс называют комптон-эффектом? Запишите закон сохранения энергии для него. Как зависит сечение комптон-эффекта от энергии γ -кванта? От порядкового номера вещества? Укажите характерную область энергий.
7. Какой процесс называют рождением пар? Запишите закон сохранения энергии для него. Поясните, почему эта реакция является пороговой. Как зависит сечение рождения пар от энергии γ -кванта? Укажите характерную область энергий.
8. Поясните, как используется закон ослабления моноэнергетического, мононаправленного пучка γ -квантов для определения энергии γ -кванта.
9. Выведите закон ослабления для моноэнергетического, мононаправленного пучка γ -квантов. Нарисуйте график.
10. Используя законы сохранения энергии и импульса, докажите, что: 1) фотоэффект не возможен на свободном электроде; 2) рождение электронно-позитронных пар невозможно в вакууме.
11. Пучок γ -лучей содержит в одинаковом количестве фотоны всех энергий вплоть до максимальной 1 МэВ. Как качественно изменится этот спектр после прохождения пучка через свинец толщиной 0,001 м? 0,05 м?
12. Вклад процессов фотоэффекта в коэффициент поглощения γ -лучей с энергией 0,5 МэВ в алюминии в 10000 раз меньше, чем в свинце. Почему в алюминии фотопоглощение настолько слабее? Какой из процессов поглощения γ -лучей с этой энергией в алюминии является основным?

Задачи

1. Электрон с кинетической энергией $3 mc^2$, где m – масса покоя электрона, упруго рассеялся под прямым углом на покоившемся ядре He^4 . Найдите кинетическую энергию и скорость ядра отдачи.
2. Вычислите с помощью графиков для сечений взаимодействия γ -квантов с веществом вероятности: а) фотоэлектрического поглощения γ -кванта с энергией 2 МэВ в свинцовой пластинке толщиной 2 мм; б) образование электрон-позитронной пары γ -квантами с энергией 6 МэВ в свинцовой пластинке, толщина которой равна слою половинного ослабления для γ -лучей этой энергии.
3. При энергии γ -квантов $E_\gamma \gg 70/Z^{1/3}$ МэВ сечение образования электрон-позитронной пары в веществе с порядковым номером Z определяется согласно теории формулой:

$\sigma_{\text{пар}} = 1/8 \cdot 10^{-3} \cdot Z^2 \left[\ln(183/Z^{1/3}) - 1/42 \right]$, барн. Исходя из этой формулы, определите среднюю длину свободного пробега таких γ -квантов относительно образования электрон-позитронной пары в олове.

4. При увеличении толщины алюминиевой пластинки на 1 см, число проходящих через нее γ -квантов уменьшается в 4,5 раза. Определите с помощью таблиц для коэффициентов ослабления длину волны этого излучения.
5. Точечный источник γ -квантов с энергией 0,8 МэВ помещен в центр сферического слоя свинца толщиной 3 см, а внешний радиус равен 5 см. Найдите поток нерассеянных квантов на внешней поверхности слоя, если активность источника равна 1 мкКи.
6. Найдите отношение удельных ионизационных потерь энергии:
а) α -частицы и протона, движущихся в неоне (н. у.) с одинаковой энергией 5 МэВ; б) α -частицы с энергией 10 МэВ в меди и алюминии.
7. Радиоактивный препарат Pu^{238} , испускающий α -частицы с энергией 5,5 МэВ, электролитически наносят на толстую металлическую подложку. При какой минимальной толщине нанесенного слоя дальнейшее добавление плутония не приведет к увеличению числа α -частиц, испускаемых этим препаратом?
8. Пучок электронов с кинетической энергией 0,5 МэВ падает перпендикулярно поверхности алюминиевой фольги толщиной 50 мг/см^2 . Оцените с помощью эмпирических формул экстраполированный пробег электронов, прошедших эту фольгу, в воздухе при н. у.

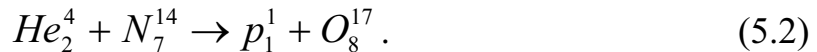
Глава 5 ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

5.1. Основные определения

Под *ядерной реакцией* понимают вынужденное превращение ядра под действием какой-либо частицы. Наиболее типичной является реакция, когда на ядро A налетает сравнительно лёгкая частица a (например, нейтрон, протон, γ -квант, α -частица и т. д.), а в результате ядерного превращения образуется ядро B и более лёгкая частица b :

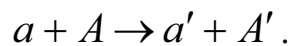


В качестве примера приведём самую первую ядерную реакцию, в 1919 г. наблюдаемую Резерфордом, в которой он открыл протон как составную часть ядра:

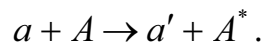


В литературе ядерные реакции обозначают следующим образом: $A(a,b)B$ или (a,b) . Например, для реакции (5.2) формы записи имеют вид: $\text{N}_7^{14}(\alpha, p)\text{O}_8^{17}$ или (α, p) .

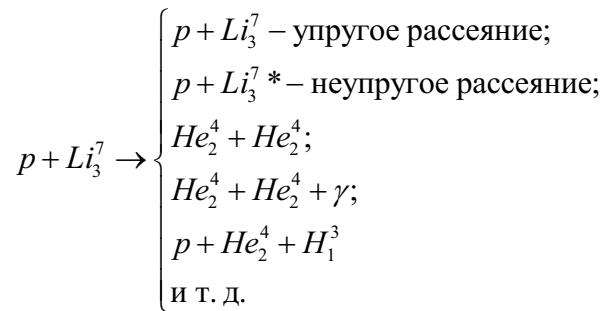
Совокупность частиц и ядер, вступающих в реакцию, называют *входным каналом ядерной реакции*, а получающихся в результате реакции – *выходным каналом*. При одних и тех же начальных условиях опыта результат ядерного превращения бывает неоднозначным, т. е. одному входному каналу соответствует несколько выходных. Наиболее распространённой является *реакция упругого рассеяния*, при которой не меняется ни сорт частиц, ни их массы:



При упругом рассеянии происходит только перераспределение кинетических энергий между частицами. Рассеяние бывает и *неупругим*, когда ядро-мишень после реакции оказывается в возбуждённом состоянии:



Кроме рассеяния возможны реакции с образованием частиц другого сорта. Например, при столкновении протона с ядром Li_3^7 могут произойти такие процессы:



При изучении ядерных реакций важно идентифицировать возможные выходные каналы реакции, а также определить вероятность протекания реакции по какому-либо каналу, т. е. знать сечения ядерных реакций.

Процессы ядерных превращений и их результаты зависят, в первую очередь, от сорта налетающих частиц. Поэтому используется следующая классификация ядерных реакций:

- ядерные реакции под действием нейтронов;
- ядерные реакции под действием заряженных частиц – протонов, дейтронов, α -частиц и т. д.;
- ядерные реакции под действием γ -квантов, или фотоядерные реакции.

По механизму протекания ядерного превращения различают *прямые ядерные реакции* и *реакции с образованием составного ядра*.

В прямых ядерных реакциях время взаимодействия частицы с ядром не превышает характерного ядерного времени $\tau_y = \frac{2R_y}{v} \approx 10^{-22} \dots 10^{-21} \text{ с}$, т. е. времени пролета быстрой частицы через ядро. Этот механизм характерен для частиц с высокой энергией $T_a \gtrsim 10 \text{ МэВ}$. Большинство прямых ядерных реакций происходит на поверхности ядер, поэтому такие реакции иногда называют поверхностными. В прямых процессах из ядра могут вылетать нуклоны, пары нуклонов, дейтроны, ядра He^3 , α -частицы и более тяжёлые ядра лития, бериллия.

Для частиц с невысокими энергиями наиболее вероятно протекание реакции через составное ядро, когда налетающая частица поглощается ядром-мишенью. Образующееся составное ядро O^* оказывается в возбуждённом состоянии (см. п. 5.3), а время его жизни τ_0 значительно больше времени пролета частицы через ядро и составляет $10^{-16} \dots 10^{-14} \text{ с}$. Просуществовав столь продолжительное по ядерным масштабам время, составное ядро распадается. Распад составного ядра с той или иной вероятностью идёт по разным выходным каналам (рис. 5.1). Вероятность распада составного ядра за секунду $\lambda_0 = \frac{1}{\tau_0}$ можно представить в виде суммы парциальных вероятностей распада по всем возможным каналам:

$$\lambda_0 = \lambda_{\text{упр}} + \lambda_{\text{неупр}} + \lambda_{ab} + \lambda_{ac} + \dots \quad (5.1)$$

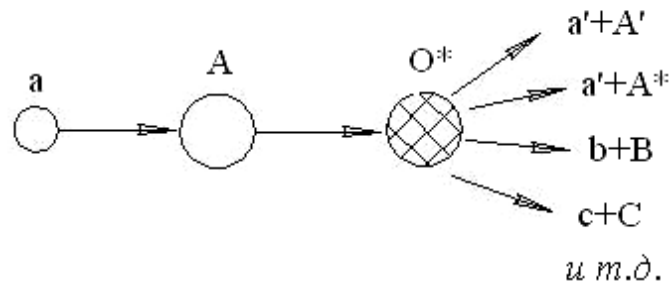


Рис. 5.1. Схема ядерной реакции через составное ядро O^*

С учётом того, что ширина энергетического уровня составного ядра равна $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau_0} = \hbar\lambda_0$, то из выражения (5.1) следует:

$$\Gamma = \Gamma_{\text{упр}} + \Gamma_{\text{неупр}} + \Gamma_{ab} + \Gamma_{ac} + \dots, \quad (5.2)$$

где $\Gamma_{\text{упр}}, \Gamma_{\text{неупр}}, \Gamma_{ab}, \dots$ – парциальные ширины уровня, константы, измеряемые на опыте.

Величина сечения ядерной реакции зависит, главным образом, от сорта и энергии налетающей частицы, а также от типа ядра мишени. Для обозначения сечения реакций конкретного типа используют соответствующие индексы: $\sigma_{\text{упр}}, \sigma_{\text{неупр}}, \sigma_{ab}$. Сечения ядерных реакций, как правило, невелики (единицы барн и менее), и объясняется это не только малостью радиуса действия ядерных сил и размеров ядер, но и наличием потенциальных барьеров, препятствующих протеканию ядерных реакций.

5.2. Потенциальные барьеры

Для положительно заряженных частиц, в результате действия кулоновских и ядерных сил, возникает *кулоновский барьер*. Энергия кулоновского отталкивания определяется известным выражением:

$$V_{\text{кул}}(r) = \frac{qZe^2}{r}, \quad (5.3)$$

где q – величина заряда налетающей частицы в единицах элементарного заряда; r – расстояние между центрами масс частицы и ядра. Величину энергии кулоновского отталкивания при минимальном расстоянии между частицей и ядром ($r = R_a + R_A$, рис. 5.2) называют *высотой кулоновского барьера*:

$$V_{\text{кул}}(R_a + R_A) \equiv B_{\text{кул}} = \frac{q \cdot Z \cdot e^2}{R_a + R_A}, \quad (5.4)$$

где R_a, R_A – радиусы частицы и ядра соответственно.

В результате ядерного или (и) кулоновского взаимодействия частицы с ядром, её траектория является криволинейной. Будем считать, что вблизи ядра частица движется по окружности радиуса r (рис. 5.3) с постоянной скоростью. Тогда на частицу действует центробежная сила, определяемая выражением

$$F_{цб} = \frac{\mu \cdot v^2}{r}, \quad (5.5)$$

где $\mu = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A}$ – приведённая масса взаимодействующих частиц;

v – скорость относительного движения частицы и ядра. Необходимо отметить, что в большинстве случаев ядра-мишени много тяжелее налетающих частиц ($m_A \gg m_a$), поэтому $\mu \approx m_a$. Кроме того, ядра-мишени обычно покоятся, тогда $v \approx v_a$. Другими словами, лабораторная система отсчёта при традиционной схеме опыта практически совпадает с системой центра масс (СЦИ), если $m_A \gg m_a$.

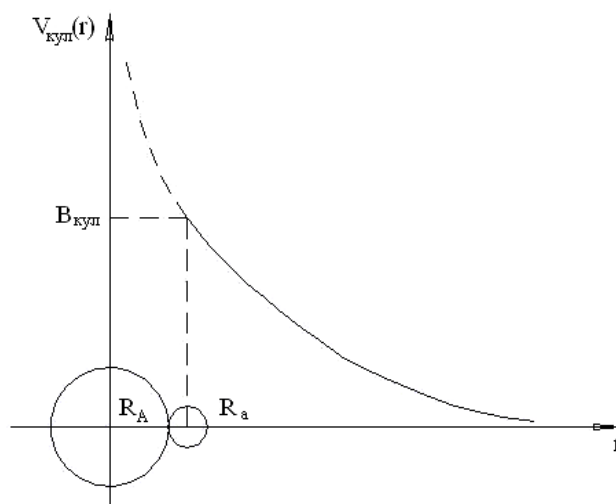


Рис. 5.2. Иллюстрация к определению высоты кулоновского барьера

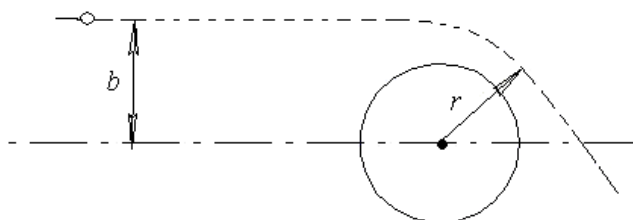


Рис. 5.3. Траектория частицы в поле ядерных сил притяжения

На основе выражения (1.1) запишем связь между центробежной силой $F_{цб}$ и соответствующей потенциальной энергией $V_{цб}$, имея в виду, что в нашем случае центробежная сила зависит только от радиуса окружности r :

$$F_{цб} = -\frac{d}{dr}V_{цб}(r). \quad (5.6)$$

Разделяя переменные в формуле (5.6), получим:

$$dV_{цб}(r) = -F_{цб} dr. \quad (5.7)$$

После интегрирования выражения (5.7) получим формулу для потенциальной энергии $V_{цб}$. Интегрирование удобно проводить, представив выражение для центробежной силы в виде

$$F_{цб} = \frac{\mu \cdot v^2}{r} \frac{\mu \cdot r^2}{\mu \cdot r^2} = \frac{(\mu \cdot v \cdot r)^2}{\mu \cdot r^3} = \frac{|\vec{\ell}|^2}{\mu \cdot r^3} = \frac{\hbar^2 \ell \cdot (\ell + 1)}{\mu \cdot r^3}, \quad (5.8)$$

где $\vec{\ell}$ – механический момент относительного движения частицы и ядра; ℓ – соответствующее квантовое число (см. п. 2.4). Напомним, что в поле центральных сил, когда потенциальная энергия взаимодействующих частиц зависит только от расстояния между ними, выполняется закон сохранения: $\vec{\ell} = const$.

После подстановки (5.8) в уравнение (5.7) и интегрирования (числитель в формуле (5.8), как величина постоянная, выносится за знак интеграла), получим:

$$V_{цб}(r) = \frac{\hbar^2 \ell \cdot (\ell + 1)}{2\mu \cdot r^2} + C. \quad (5.9)$$

Константа C в полученной формуле равна нулю, так как при $r \rightarrow \infty$, $V_{цб}(r) \rightarrow 0$.

Величину центробежной энергии при $r = R_a + R_A$ называют *высотой центробежного барьера*:

$$V_{цб}(R_a + R_A) \equiv B_{цб} = \frac{\hbar^2 \ell \cdot (\ell + 1)}{2\mu \cdot (R_a + R_A)^2}. \quad (5.10)$$

Центробежный барьер препятствует протеканию ядерных превращений под действием быстрых частиц, так как высота барьера увеличивается с ростом энергии налетающих частиц. Это нетрудно показать, приравняв классическое и квантовое выражения для модуля момента $\vec{\ell}$:

$$\tilde{p} \cdot b = \hbar \sqrt{\ell \cdot (\ell + 1)} \approx \hbar \ell, \quad (5.11)$$

где \tilde{p} – импульс частицы; b – прицельный параметр. Высота центробежного барьера определяется максимальным значением ℓ_{\max} , которое

можно оценить, принимая (в силу короткодействия ядерных сил) $b_{max} \approx R_A$ (рис. 5.4):

$$\ell_{max} \approx \frac{\tilde{p} \cdot R_A}{\hbar} = \frac{R_A}{\tilde{\lambda}}, \quad (5.12)$$

где $\tilde{\lambda} = \frac{\hbar}{\tilde{p}} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m\tilde{T}^{(a)}}}$ – длина волны де Бройля частицы в СЦИ

$\left(\tilde{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi}\right)$. Таким образом, $\ell_{max} \sim \sqrt{\tilde{T}^{(a)}}$, а высота барьера, в соответствии с выражением (5.10), $B_{цб} \sim \tilde{T}^{(a)}$.

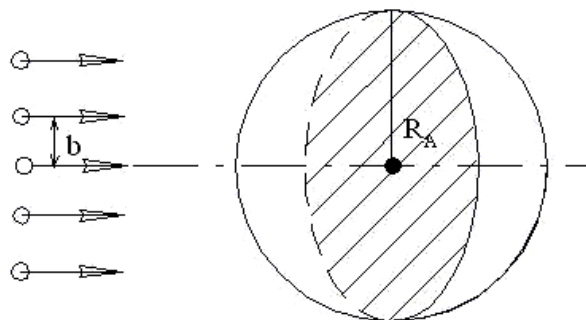


Рис. 5.4. Иллюстрация к выводу формулы (5.12)

В табл. 5.1 приведены значения высоты кулоновского и центробежного барьеров для протона ($q = 1$) с орбитальным квантовым числом $\ell = 1$. Сравнение приведенных значений $B_{кул}$ и $B_{цб}$ показывает, что центробежный барьер превосходит кулоновский только для самых лёгких ядер. Следовательно, на протекание ядерных реакций под действием заряженных частиц, особенно с невысокими энергиями, влияет, главным образом, кулоновское отталкивание ядра и частицы. Ядерная реакция под действием заряженной частицы может идти эффективно при условии, что кинетическая энергия относительного движения частицы a и ядра A не меньше высоты кулоновского барьера, т. е. при $\tilde{T}^{(a)} \gtrsim B_{кул}$:

$$\tilde{T}^{(a)} = \frac{m_A}{m_a + m_A} \cdot T_a = \frac{m_A}{m_A + m_a} \cdot \frac{m_a v_a^2}{2} = \frac{\mu \cdot v_a^2}{2}$$

Таблица 5.1

Высота центробежного и кулоновского барьера некоторых ядер

Ядро	$B_{цб}$, МэВ	$B_{кул}$, МэВ	Ядро	$B_{цб}$, МэВ	$B_{кул}$, МэВ
H_1^1	20	1	Sn_{50}^{119}	0,8	10
Li_3^7	5,5	1,5	U_{92}^{238}	0,4	15
O_8^{16}	3,2	3,5			

У нейтронов кулоновский барьер отсутствует, а центробежный барьер возникает ($\ell_{\max} = 1$) при энергии, которую можно оценить с помощью формулы (5.12):

$$\frac{R_A}{\hbar} \sqrt{2m_n \tilde{T}^{(n)}} = 1.$$

Принимая $R_A \approx 5 \cdot 10^{-13}$ см, для нейтронов получим $\tilde{T}^{(n)} \approx 1$ МэВ.

Таким образом, у нейтронов с низкими энергиями $\tilde{T}^{(n)} \lesssim 1$ МэВ отсутствует и центробежный барьер. Однако даже для низкоэнергетических нейтронов вероятность проникновения в ядро существенно меньше единицы, что обусловлено проявлением волновых свойств нейтронов.

Сделаем оценку вероятности проникновения нейтрона в ядро при лобовом соударении ($\ell = 0$), используя аппарат квантовой механики. Для простоты рассмотрим одномерный случай, когда действие ядерных сил описывается потенциальной ямой (рис. 5.5):

$$V(x) = \begin{cases} 0, & x < 0; x > x_0; \\ -V_0, & 0 \leq x \leq x_0. \end{cases} \quad (5.13)$$

Одномерное уравнение Шрёдингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \psi(x) + V(x) \cdot \psi(x) = E \psi(x) \quad (5.14)$$

имеет для областей I, II, III (рис. 5.5) следующие общие решения:

$$\psi_I(x) = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}; \quad (5.15)$$

$$\psi_{II}(x) = A_2 e^{ik_2 x} + B_2 e^{-ik_2 x}; \quad (5.16)$$

$$\psi_{III}(x) = A_3 e^{ik_1 x} + B_3 e^{-ik_1 x}. \quad (5.17)$$

где $E = E(\infty) = T_n$, $k_1 = \frac{\sqrt{2mT_n}}{\hbar}$, $k_2 = \frac{\sqrt{2m(T_n + V_0)}}{\hbar}$.

Если направление движения частицы совпадает с положительным направлением оси x , то частные решения с положительным показателем экспоненты описывают падающие частицы (ψ_{nad}), а с отрицательным – отражённые (ψ_{omp}). Поскольку основной интерес представляет вероятность проникновения нейтрона в ядро (область II), при вычислении коэффициента прозрачности не будем учитывать отражение при $x = x_0$, т. е. примем $B_2 = 0$. Коэффициент прозрачности вычислим, используя коэффициент отражения:

$$R = \frac{|j_{omp}|^2}{|j_{nad}|^2}, \quad (5.18)$$

где $j_{\text{пад}}, j_{\text{отр}}$ – плотности потока частиц падающих и отражённых соответственно. В одномерном случае они вычисляются по формуле

$$j = \frac{\hbar}{2mi} \left(\psi^* \frac{d}{dx} \psi - \psi \frac{d}{dx} \psi^* \right). \quad (5.19)$$

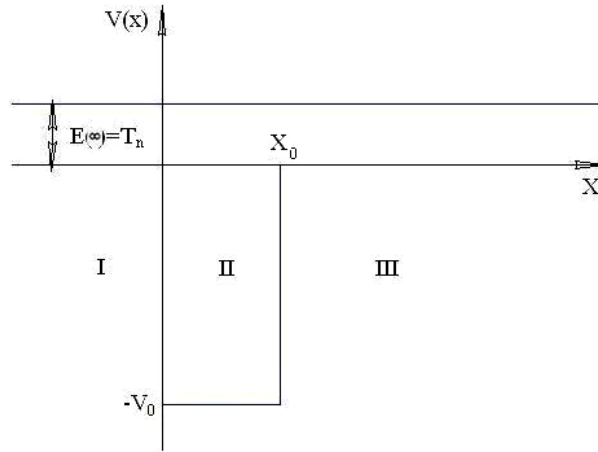


Рис. 5.5. Качественный вид потенциальной энергии ядерного взаимодействия частицы с ядром

Подставляя $\psi_{\text{пад}} = A_1 e^{ik_1 x}$ и $\psi_{\text{отр}} = B_1 e^{-ik_1 x}$ в выражение (5.19), находим

$$|j_{\text{пад}}|^2 = \frac{\hbar k_1}{m} \cdot |A_1|^2 \quad \text{и} \quad |j_{\text{отр}}|^2 = \frac{\hbar k_1}{m} \cdot |B_1|^2, \quad \text{тогда} \quad R = \left| \frac{B_1}{A_1} \right|^2.$$

Отношение $\frac{B_1}{A_1}$ найдём из условия непрерывности волновых функций ψ_I и ψ_{II} и их первых производных при $x = 0$:

$$\begin{cases} A_1 + B_1 = A_2; \\ ik_1(A_1 - B_1) = ik_2 A_2. \end{cases} \quad (5.20)$$

Решая совместно систему уравнений (5.20), получим:

$$\frac{B_1}{A_1} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}. \quad (5.21)$$

Тогда коэффициент прозрачности, определяющий вероятность проникновения нейтрона в ядро определяется по следующей формуле:

$$D = 1 - R = 1 - \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2 = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2}. \quad (5.22)$$

Для низких энергий нейтрона ($T_n \ll V_0$) $k_1 \ll k_2$ и коэффициент прозрачности

$$D \cong 4 \frac{k_1}{k_2} = 4 \sqrt{\frac{T_n}{T_n + V_0}} \ll 1.$$

5.3. Выход ядерной реакции

Ядерные превращения происходят случайным образом, поэтому одной из главных характеристик ядерной реакции является сечение как мера вероятности протекания реакции в расчёте на одну упавшую частицу и одно ядро (см. п. 1.5). На практике удобно использовать величину, которая называется *выходом ядерной реакции* и определяет *долю частиц, участвующих в реакции определенного типа*:

$$K^{(i)} = \frac{n_i}{\Phi}, \quad (5.23)$$

где Φ – число частиц, упавших на мишень за некоторый промежуток времени; n_i – среднее число реакций данного типа, произошедших в мишени за этот же промежуток времени.

Для тонкой мишени, в которой поток бомбардирующих мишень частиц практически не изменяется, выход ядерной реакции сорта i с учётом выражения (1.13) определяется по формуле

$$K^{(i)} = \frac{n_i}{\Phi} = \frac{\Phi \cdot \sigma_i \cdot n_n}{\Phi} = \sigma_i \cdot n_n, \quad (5.24)$$

где $n_n = n_0 \cdot d$ – поверхностная плотность ядер мишени (n_0 – концентрация ядер мишени, $[n_0] = 1/\text{см}^3$; d – толщина мишени, $[d] = \text{см}$), $[n_n] = 1/\text{см}^2$; σ_i – сечение ядерной реакции. Иногда толщину мишени задают в массовых единицах $d_m = \rho d$. Тогда формула (5.24), с учётом того, что $n_0 = \frac{N_A}{A} \cdot \rho$, записывается следующим образом:

$$K^{(i)} = \sigma_i \frac{N_A}{A} d_m.$$

В толстой мишени, когда поток бомбардирующих частиц, за счёт взаимодействия, уменьшается с толщиной мишени заметным образом по экспоненциальному закону (формула 1.16), число ядерных реакций n_i рассчитывается по формуле (1.19). Тогда выражение для выхода ядерной реакции принимает вид

$$K^{(i)} = \frac{\sigma_i}{\sigma} (1 - \exp(-\sigma \cdot n_0 \cdot d)), \quad (5.25)$$

где σ – полное эффективное сечение взаимодействия частиц с ядрами. Формулы (5.23) – (5.25) используются для нейтральных частиц (нейтронов, γ -квантов), которые на своем пути в веществе сравнительно редко испытывают столкновения. В данном случае энергия частицы и, следовательно, сечения являются постоянными, не зависящими от глубины мишени величинами.

Потоки заряженных частиц по глубине мишени практически не меняются, так как эффективные сечения ядерных реакций, за счёт которых поток может уменьшиться, очень малы. С этой точки зрения любую мишень для заряженных частиц можно считать тонкой. В случае заряженных частиц толстой считается мишень, толщина которой соизмерима с длиной пробега частицы. Заряженные частицы, проходя через вещество мишени, испытывают огромное количество ионизационных столкновений с атомами мишени, в результате чего их энергия непрерывно уменьшается (см. п. 4.2). В то же время эффективные сечения ядерных реакций под действием заряженных частиц зависят от энергии, являясь обычно пороговыми (см. рис. 5.12). Реакция начинается при энергии частицы выше пороговой, затем сечение (или выход) круто поднимается вверх до максимума, после чего падает из-за протекания конкурирующих реакций. Выход ядерной реакции под действием заряженных частиц в толстой мишени определяется интегрированием выхода, записанного для тонкого слоя вещества dx , когда изменением энергии частицы можно пренебречь и, соответственно, считать сечение реакции постоянной величиной:

$$dK^{(i)} = \sigma_i(T') n_0 dx, \quad (5.26)$$

где T' – энергия частицы на глубине x .

Из определения удельных ионизационных потерь следует, что

$$dx = \frac{dT'}{B_{\text{ион}}(T')}. \quad (5.27)$$

Тогда после интегрирования выражения (5.26), с учётом (5.27), получим:

$$K^{(i)}(T) = n_0 \int_0^T \frac{\sigma_i(T') dT'}{B_{\text{ион}}(T')}, \quad (5.28)$$

где T – начальная энергия частицы. Выражение (5.28) определяет выход ядерной реакции для случая, когда пробег частицы в веществе R не превышает толщины мишени d , т. е. $d \gtrsim R$. Если это условие не выполняется, то нижним пределом при интегрировании (5.28) будет энергия частиц на выходе из мишени.

Зависимость выхода (5.28) от начальной энергии частицы T называется *функцией возбуждения* ядерной реакции. Функция возбуждения $K^{(i)}(T)$ измеряется опытным путём и используется для определения зависимости сечений ядерных реакций от энергии заряженных частиц. Действительно, дифференцируя уравнение (5.28) по энергии частицы T , получим:

$$\sigma_i(T) = \frac{dK^{(i)} / dT}{n_0} B_{\text{ион}}(T). \quad (5.29)$$

Ядра, образующиеся в ядерных реакциях, зачастую радиоактивны. Активность мишени измерить нетрудно, поэтому на практике часто используют другую экспериментально измеряемую величину, которую тоже называют выходом и определяют как активность мишени в расчёте на одну упавшую частицу.

К настоящему времени опубликовано достаточно данных по измеренным выходам ядерных реакций в зависимости от энергии наиболее широко применяемых на ускорителе частиц: протонов, дейтронов, α -частиц и He^3 . Например, в справочнике «Выход радионуклидов в реакциях с протонами, дейтронами, α -частицами и гелием»⁹ в виде таблиц представлены выходы радионуклидов при облучении толстых мишеней для 371 радионуклида.

5.4. Составное ядро

Как уже отмечалось выше, ядерные реакции под действием частиц со сравнительно небольшими энергиями $T_a \lesssim 10$ МэВ протекают, как правило, через составное ядро. С большой вероятностью через составное ядро идут также реакции под действием нейтронов, не испытывающих дальнедействующего кулоновского отталкивания с ядрами. Учитывая большой вклад механизма составного ядра в процессы ядерных превращений, рассмотрим его несколько подробнее.

5.4.1. Энергия возбуждения составного ядра. Порог эндонергетической реакции

Время жизни составного ядра, образовавшегося после поглощения падающей частицы a ядром-мишенью A , достаточно велико по сравнению с временем пролёта быстрой частицы через ядро. За время своего существования $10^{-16} \dots 10^{-14}$ с составное ядро «забывает» о своем происхождении, поэтому процесс ядерного превращения можно разбить на две независимые стадии: I – образование составного ядра; II – его распад (рис. 5.6).

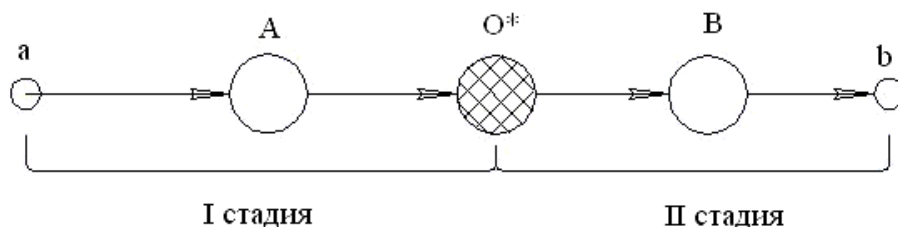


Рис. 5.6. Схема реакции через составное ядро

⁹ Выход радионуклидов в реакциях с протонами, дейтронами, α -частицами и гелием: справочник. – М: Энергоиздат, 1986.

Сравнительно большое время жизни составного ядра объясняется наличием потенциальных барьеров (п. 5.2), препятствующих вылету частиц из ядра. Энергия поглощённой частицы перераспределяется между нуклонами ядра, и требуется некоторое время, чтобы необходимая для преодоления барьеров энергия вновь сконцентрировалась на какой-либо частице.

Составное ядро характеризуется дискретным набором квазистационарных энергетических уровней; состояние с наименьшей энергией покоя (m_0c^2) является основным (рис. 5.7).

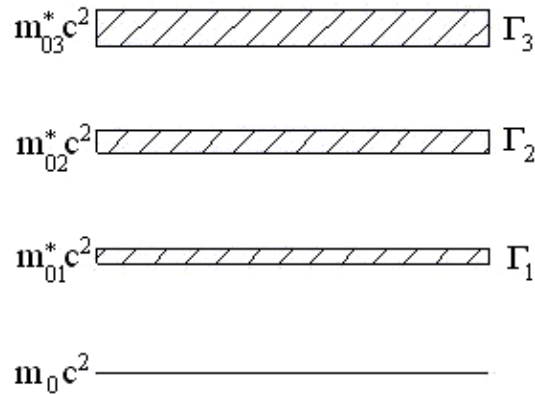


Рис. 5.7. Схема энергетических состояний составного ядра;
 Γ_i – ширины возбуждённых уровней

Составное ядро всегда образуется в возбуждённом состоянии ($m_0^*c^2$), причем величина энергии возбуждения $W = (m_0^* - m_0) \cdot c^2$ во многом определяет процесс ядерного превращения. Получим формулу для энергии возбуждения W , используя законы сохранения энергии и импульса, записанные для обеих стадий. Ядро-мишень A и ядро-отдачи B будем считать покоящимися, так как $\vec{P}_A = \vec{P}_B = 0$ и $T_A = T_B = 0$. Покоящееся ядро-мишень соответствует традиционной схеме опыта, а движением ядра-отдачи можно пренебречь, так как обычно $m_B \gg m_b$.

Законы сохранения энергии и импульса для стадии образования составного ядра имеют вид

$$m_a c^2 + T_a + m_A c^2 = m_0^* c^2 + T_0; \quad (5.30)$$

$$\vec{P}_a = \vec{P}_0. \quad (5.31)$$

После возведения в квадрат уравнения (5.31) получим $m_a T_a = m_0^* T_0$, откуда:

$$T_0 = \frac{m_a}{m_0^*} T_a \approx \frac{m_a}{m_a + m_A} T_a. \quad (5.32)$$

Приближённая формула (5.32) записана с учётом закона сохранения энергии (5.30):

$$m_0^* c^2 = m_a c^2 + m_A c^2 + T_a - T_0 \approx m_a c^2 + m_A c^2.$$

Приближение $m_0^* \approx (m_a + m_A)$ является хорошим, так как кинетические энергии T_A и T_0 не превышают десятка мегаэлектронвольт, а энергии покоя частиц $m_0 c^2$ и $m_A c^2$, по крайней мере, на два порядка больше.

Закон сохранения энергии (5.30), с учётом формулы (5.32) преобразуем к виду

$$m_0^* c^2 = \left(\frac{m_A}{m_a + m_A} \right) T_a + (m_a + m_A) \cdot c^2.$$

Вычтем из правой и левой части полученного равенства энергию покоя составного ядра в основном состоянии $m_0 c^2$. Тогда закон сохранения энергии можно записать следующим образом:

$$W = (m_0^* - m_0) \cdot c^2 = \tilde{T}^{(a)} + G_a, \quad (5.33)$$

где $G_a = [(m_a + m_A) - m_0] \cdot c^2$ – энергия связи частицы a в составном ядре;

$\tilde{T}^{(a)} = \frac{m_A}{m_a + m_A} T_a$ – суммарная кинетическая энергия частиц во входном

канале в СЦИ или кинетическая энергия относительного движения. Из полученной формулы (5.33) можно сделать следующие выводы:

- составное ядро образуется в сильно возбуждённом состоянии даже при условии $T_a \approx 0$. Например, поглощение теплового нейтрона приводит к образованию составного ядра с энергией возбуждения $W \approx G_n$, где $G_n \approx 8 \dots 10$ МэВ – энергия связи нейтрона в составном ядре;
- часть кинетической энергии налетающей частицы $\left(\tilde{T}^{(a)} = \frac{m_A}{m_a + m_A} T_a \right)$ превращается в энергию возбуждения составного ядра, т. е. является полезной с точки зрения протекания ядерной реакции. Другая часть кинетической энергии частицы переходит в кинетическую энергию составного ядра $\left(T_0 = \frac{m_a}{m_a + m_A} T_a \right)$ и является, по сути, бесполезной;
- традиционная схема эксперимента, когда ядро-мишень покоится, эффективна при условии, что налетающая частица много легче ядра-мишени ($m_a \ll m_A$). В противном случае ($m_a \sim m_A$) значительная часть кинетической энергии налетающей частицы затра-

чивается на движение составного ядра. Данное обстоятельство привело к тому, что столкновения частиц с одинаковыми массами (например, протон – протонные столкновения) в современных установках реализуются на встречных пучках¹⁰.

Основанное на законах сохранения энергетическое рассмотрение второй стадии ядерной реакции позволяет получить аналогичное формуле (5.33) выражение для энергии возбуждения составного ядра:

$$W = \tilde{T}^{(b)} + G_b, \quad (5.34)$$

где $G_b = [(m_b + m_B) - m_0] \cdot c^2$ – энергия связи частицы b в составном ядре;

$\tilde{T}^{(b)} = \frac{m_B}{m_b + m_B} T_b$ – кинетическая энергия относительного движения частиц в выходном канале; T_b – кинетическая энергия частицы b в лабораторной системе координат (ЛСК).

Ядерную реакцию через составное ядро полезно изобразить в виде энергетической диаграммы (рис. 5.8). Из диаграммы, видно, что для энергии реакции можно записать следующие формулы:

$$Q = \tilde{T}^{(b)} - \tilde{T}^{(a)}; \quad (5.35)$$

$$Q = G_a - G_b. \quad (5.36)$$

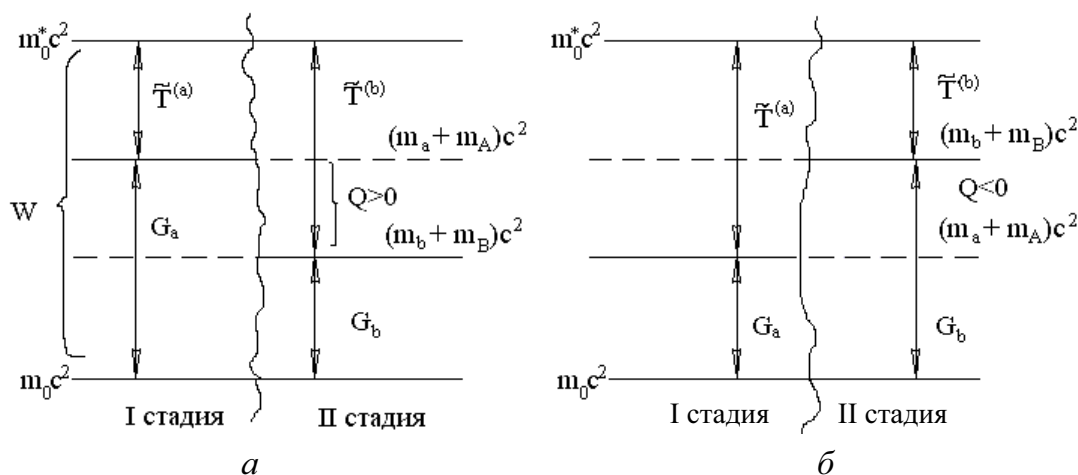


Рис. 5.8. Энергетические диаграммы ядерных реакций через составное ядро: а) экзоэнергетическая реакция; б) эндоэнергетическая реакция

Минимальную кинетическую энергию частицы a , необходимую для осуществления эндоэнергетической ядерной реакции, называют *пороговой энергией*. Формулу для пороговой энергии $T_{a\min}$ получим из выражения (5.35) при условии $\tilde{T}^{(b)} = 0$:

¹⁰ При такой схеме опыта суммарный импульс сталкивающихся частиц равен нулю, и в соответствии с законом сохранения импульса, будет равен нулю и импульс составной частицы.

$$\tilde{T}_{\min}^{(a)} = \frac{m_A}{m_a + m_A} T_{a\min} = |Q|,$$

откуда

$$T_{a\min} = \left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right) |Q|. \quad (5.37)$$

Таким образом, пороговая энергия эндонергетической реакции больше энергии реакции на величину $\frac{m_a}{m_A}|Q|$. Как отмечено выше, такой результат объясняется тем, что часть кинетической энергии налетающей частицы a в силу закона сохранения импульса тратится на кинетическую энергию составного ядра, и эта часть тем меньше, чем легче налетающая частица по сравнению с ядром.

5.4.2. Сечения ядерных реакций через составное ядро

При рассмотрении сечений ядерных реакций через составное ядро необходимо учитывать, что реакции протекают через две независимые друг от друга стадии, следовательно, распад составного ядра (II стадия) не зависит от способа его образования (I стадия). Поэтому сечение ядерной реакции через составное ядро можно представить в виде двух сомножителей, один из которых определяет вероятность образования составного ядра в энергетическом состоянии W , а другой – вероятность его распада по i -каналу:

$$\sigma_i(W) = \sigma_0(W) \cdot \frac{\Gamma_i}{\Gamma}. \quad (5.38)$$

Здесь $\sigma_0(W)$ – сечение образования составного ядра; Γ – ширина возбуждённого уровня составного ядра; Γ_i – парциальная ширина уровня, соответствующая выходному i -каналу.

Сечение образования составного ядра $\sigma_0(W)$ пропорционально вероятности найти ядро в энергетическом состоянии W :

$$\sigma_0(W) \sim \frac{\Gamma}{(W - W_i)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \quad (5.39)$$

где $W_i = (m_i^* - m_0) \cdot c^2$ – энергия возбуждения квазистационарного i -уровня составного ядра. Правую часть соотношения (5.39) называют формулой Брейта–Вигнера; она описывает ярко выраженный резонансный характер процесса образования составного ядра: чем ближе энергия возбуждения составного ядра W к энергии W_i , тем более вероятно его образование. Из-

бирательность в поглощении налетающих частиц с определённой энергией, соответствующей условию:

$$W_i = \tilde{T}_i^{(a)} + G_a, \quad (5.40)$$

приводит к возникновению резонансных пиков в сечениях ядерных реакций через составное ядро (см. п. 5.5) при энергиях частиц $\tilde{T}_i^{(a)}$, которые называются *резонансными*.

5.5. Ядерные реакции под действием нейтронов

Для нейтронов отсутствует кулоновский барьер, поэтому реакции под действием этих частиц представляют наиболее обширный круг ядерных реакций. Результат ядерного взаимодействия нейтрона с ядром существенным образом зависит от его энергии. Используют следующую классификацию нейтронов по энергиям:

1. *Тепловые нейтроны*; кинетическая энергия тепловых нейтронов определяется температурой вещества, с которым нейтроны взаимодействуют, т. е. $T_n \sim kT^0$. При комнатной температуре $T^0 \approx 300$ К $T_n \approx 0,025$ эВ, т. е. очень маленькая величина. Длина волны де Бройля тепловых нейтронов $\lambda > 10^{-8}$ см.
2. *Медленные нейтроны* – это нейтроны с кинетической энергией $T_n \sim$ десятки кэВ; $\lambda \sim 10^{-8}$ см.
3. *Нейтроны промежуточных энергий*; 100 кэВ $\lesssim T_n \lesssim 1$ МэВ.
4. *Быстрые нейтроны*, $T_n \gtrsim 1$ МэВ.

Под действием нейтронов идут следующие ядерные реакции:

- 1) *упругое рассеяние*. В этой реакции внутреннее состояние ядра не изменяется, происходит изменение только кинетических энергий ядра и нейтрона. Реакция протекает при всех энергиях нейтронов. Упругое рассеяние тепловых нейтронов протекает хаотический характер и сопровождается обменом кинетической энергией теплового движения $\sim kT^0$ между нейтроном и ядром;
- 2) *неупругое рассеяние*. При неупругом рассеянии происходит изменение внутреннего состояния ядра – оно образуется в возбуждённом состоянии. Реакция является пороговой и идет на быстрых нейтронах;
- 3) *реакция радиационного захвата*. В этой реакции нейтрон захватывается ядром, а образовавшееся возбуждённое составное ядро испускает жёсткое электромагнитное излучение. С наибольшей вероятностью реакция идёт на тепловых и медленных нейтронах;
- 4) *реакции с образованием заряженных частиц и множественного числа частиц*. Такие реакции за редким исключением идут на быстрых нейтронах;

5) *реакция деления тяжёлых ядер.* В этой реакции происходит поглощение нейтрона ядром, после чего образовавшееся составное ядро делится на два ядра из середины таблицы Менделеева. Энергии нейтронов, при которых протекает реакция деления, зависят от типа делящегося изотопа. Например, U^{235} с наибольшей вероятностью делится под действием тепловых нейтронов, а деление U^{238} возможно только на быстрых нейтронах (см. гл. 6).

5.5.1. Упругое рассеяние нейтронов

Упругое столкновение нейтронов с ядрами является основным процессом, в котором участвуют нейтроны всех энергий. К тому же именно упругие столкновения играют основную роль при замедлении нейтронов в веществе. Процесс замедления нейтронов представляет большой интерес при решении ряда важных задач, в том числе при проектировании ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Получим формулу для кинетической энергии ядра отдачи, используя законы сохранения энергии и импульса:

$$\begin{cases} T_n = T'_n + T_{я.о.}; \\ \vec{P}_n = \vec{P}'_n + \vec{P}_{я.о.}. \end{cases} \quad (5.41)$$

$$\begin{cases} T_n = T'_n + T_{я.о.}; \\ \vec{P}_n = \vec{P}'_n + \vec{P}_{я.о.}. \end{cases} \quad (5.42)$$

В законе сохранения энергии энергию покоя частиц можно не учитывать, так как при упругом рассеянии массы частиц остаются неизменными.

Закон сохранения импульса перепишем в виде $(\vec{P}_n - \vec{P}_{я.о.}) = \vec{P}'_n$ и возведём его в квадрат: $P_n^2 - 2P_n P_{я.о.} \cos \varphi + P_{я.о.}^2 = P_n'^2$, где φ – угол отдачи (рис. 5.9).

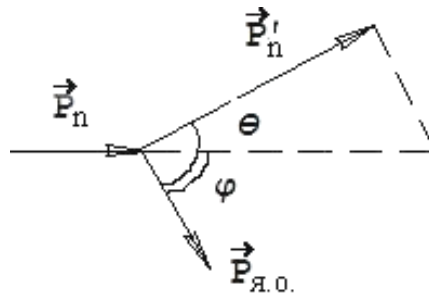


Рис. 5.9. Импульсная диаграмма упругого рассеяния нейтрона на ядре

В полученной формуле перейдём к кинетическим энергиям ($p^2 = 2mT$) и решим систему относительно $T_{я.о.}$:

$$T_{я.о.} = \frac{4m_n m_A}{(m_n + m_A)^2} \cdot T_n \cos^2 \varphi \cong \frac{4A}{(1+A)^2} T_n \cos^2 \varphi, \quad (5.43)$$

где A – массовое число ядра-мишени ¹¹.

¹¹ Если массы частиц входят в формулы в виде отношения, то в точных значениях масс нет необходимости. В этом случае массу ядра с массовым числом A можно принять равным $m_A \approx A$ а.е.м., а массы нейтрона и протона – $m_n \approx m_p \approx 1$ а.е.м.

Максимальную кинетическую энергию ядро приобретает при лобовом столкновении, когда $\varphi = 0$:

$$T_{я.о.маx} = \frac{4A}{(1+A)^2} \cdot T_n. \quad (5.44)$$

Из формул (5.43) (5.44) видно, что переданная при столкновении ядру энергия зависит от соотношения масс ядра и нейтрона. Наибольшую часть энергии нейтрон теряет в столкновениях с лёгкими ядрами, когда $A \sim 1$ и $T_{я.о.маx} \sim T_n$. В столкновениях с тяжёлыми ядрами ($A \gg 1$), напротив, доля передаваемой энергии невелика – $T_{я.о.маx} \approx \frac{4}{A} \cdot T_n \ll T_n$. Таким образом, наиболее эффективно нейтроны замедляются в лёгких веществах, особенно в веществах, содержащих водород ($A = 1$).

При упругом рассеянии осуществляется оба механизма ядерных реакций: прямая реакция рассеяния (или дифракционное рассеяние) и рассеяние через составное ядро. Прямая реакция происходит на ядерном потенциале, который создается ядром. Сечения упругого рассеяния представляют в виде суммы сечений, соответствующих тому и другому механизму:

$$\sigma_{nn} \simeq \sigma_{nn}^{\Pi} + \sigma_{nn}^0, \quad (5.45)$$

где σ_{nn}^{Π} – сечение дифракционного рассеяния; σ_{nn}^0 – сечение упругого рассеяния через составное ядро¹². Сечения упругого рассеяния рассчитаны методами квантовой механики. Для рассеяния на ядерном потенциале получены следующие результаты:

$$\sigma_{nn}^{\Pi} \approx \begin{cases} 4\pi R_{я}^2, & \text{при } T_n < 1 \text{ МэВ;} \\ \pi R_{я}^2, & \text{при } T_n \sim \text{несколько МэВ;} \\ < \pi R_{я}^2, & \text{при } T_n \geq \text{десятки МэВ.} \end{cases} \quad (5.46)$$

Низкоэнергетические нейтроны наиболее отчётливо проявляют волновые свойства, поэтому сечение дифракционного рассеяния заметно больше геометрического $S_{geom} = \pi R_{я}^2$. Нейтроны с очень высокими энергиями ($T_n \gtrsim \text{десятки МэВ}$, $\lambda \ll R_{я}$) пролетают через ядро так быстро, что некоторая часть из них не успевает вступить во взаимодействие. Ядро для таких нейтронов становится частично прозрачным, и сечение упругого рассеяния становится меньше геометрического.

¹² Формула (5.45) является приближительной, так как не учитывает интерференцию волн, описывающих рассеяние на потенциале (в прямой ядерной реакции), и волн, описывающих рассеяние через составное ядро. Однако соответствующая поправка даёт небольшой вклад в сечения только вблизи резонансных пиков.

При определении сечения упругого рассеяния через составное ядро нужно иметь в виду, что реакция рассеяния представляет один из нескольких возможных выходных каналов реакции (см. рис. 5.1). Поэтому соответствующее данному механизму сечение упругого рассеяния записывается следующим образом:

$$\sigma_{nn}^0 = \sigma_0 \frac{\Gamma_n}{\Gamma}, \quad (5.47)$$

где σ_0 – сечение образования составного ядра; Γ_n – нейтронная ширина уровня; $\frac{\Gamma_n}{\Gamma} = \frac{\lambda_n}{\lambda_0}$ – вероятность протекания реакции по упругому каналу.

Сечение образования составного ядра под действием нейтронов описывает известная формула Брейта–Вигнера, учитывающая избирательный резонансный характер захвата медленных нейтронов:

$$\sigma_0 \sim \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma \cdot \Gamma_n}{(W - W_i)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.48)$$

В области низких энергий нейтронов, при которых наиболее вероятен механизм составного ядра, идут, главным образом, две реакции – упругого рассеяния (n, n) и радиационного захвата (n, γ), поэтому ширина возбуждённого уровня составного ядра Γ складывается из двух парциальных ширин:

$$\Gamma \cong \Gamma_n + \Gamma_\gamma. \quad (5.49)$$

С учётом того, что $W = \tilde{T}^{(n)} + G_n$ и $(W - W_i)^2 = (\tilde{T}^{(n)} - \tilde{T}_i^{(n)})^2$, формула для сечения образования составного ядра принимает вид

$$\sigma_0 \sim \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma \cdot \Gamma_n}{(\tilde{T}^{(n)} - \tilde{T}_i^{(n)})^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.50)$$

В выражении (5.50) коэффициент пропорциональности (так называемый статистический множитель, учитывающий возможные направления спинов частиц, участвующих в реакции), по порядку величины близок к единице.

Подставляя выражение (5.50) в (5.47), получим формулу для сечения упругого рассеяния через составное ядро:

$$\sigma_{nn}^0 \sim \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma_n^2}{(\tilde{T}^{(n)} - \tilde{T}_i^{(n)})^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.51)$$

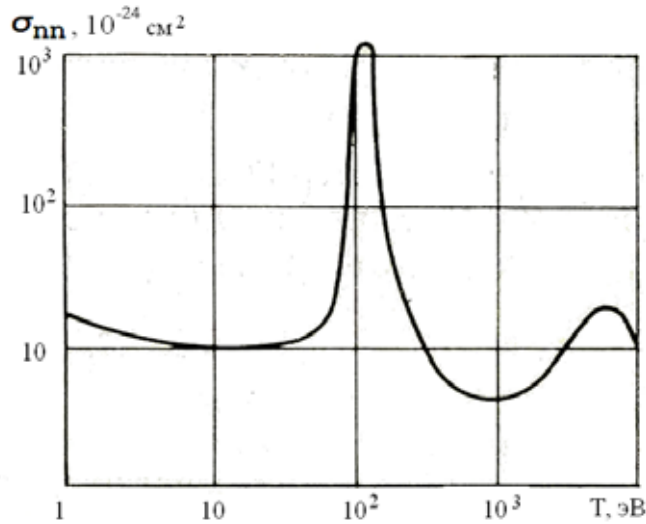
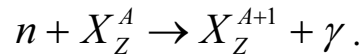


Рис. 5.10. Сечение рассеяния нейтронов на кобальте

На рис. 5.10 приведено сечение рассеяния нейтронов на кобальте. Резонансные максимумы в сечении соответствуют рассеянию через составное ядро.

5.5.2. Радиационный захват

В реакции радиационного захвата образовавшееся после поглощения нейтрона возбуждённое составное ядро испускает γ -квант:



Эта реакция, наряду с упругим рассеянием, идёт практически на всех ядрах. Исключением являются магические ядра, для которых вероятность поглощения нейтрона крайне мала. С наибольшей вероятностью реакция (n, γ) протекает на тепловых и медленных нейтронах. Радиационный захват идёт через составное ядро, поэтому сечение реакции определяется с помощью формулы Брейта–Вигнера:

$$\sigma_{n\gamma} = \sigma_0 \cdot \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \sim \pi \lambda^2 \cdot \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma_\gamma}{(\tilde{T}^{(n)} - \tilde{T}_i^{(n)})^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.52)$$

Зависимость сечения реакции (n, γ) от энергии нейтронов имеет характерный для каждого изотопа вид. Однако существуют общие для всех ядер закономерности:

- в сечениях наблюдаются резонансные пики при энергиях нейтронов $T_{ni} = \frac{m_n + m_A}{m_A} \cdot \tilde{T}_i^{(n)}$, соответствующих образованию составного ядра в квазистационарных энергетических состояниях с энергией возбуждения $W_i = (m_i^* - m) \cdot c^2$;

- усреднённые по резонансным пикам сечения убывают с ростом энергии нейтрона по закону $1/v$, где v – скорость нейтрона (рис. 5.11). Следует отметить, что закон $1/v$ выполняется не только для реакции (n, γ) , но и для других реакций, в которых нейтрон захватывается ядром, например в реакции деления тяжёлых ядер (см. гл. 6);
- по величине сечения радиационного захвата для большинства ядер сравнительно невелики и не превышают нескольких барн. Исключением являются лёгкие ядра – He^3 , Li^6 , B^{10} – и ядра из середины таблицы Менделеева – Cd^{113} , In^{115} и Xe^{135} , для которых сечения реакции (n, γ) при резонансных энергиях достигают десятков и даже сотен тысяч барн. В качестве примера на рис. 5.11 представлена зависимость сечения реакции (n, γ) от энергии нейтрона для индия.

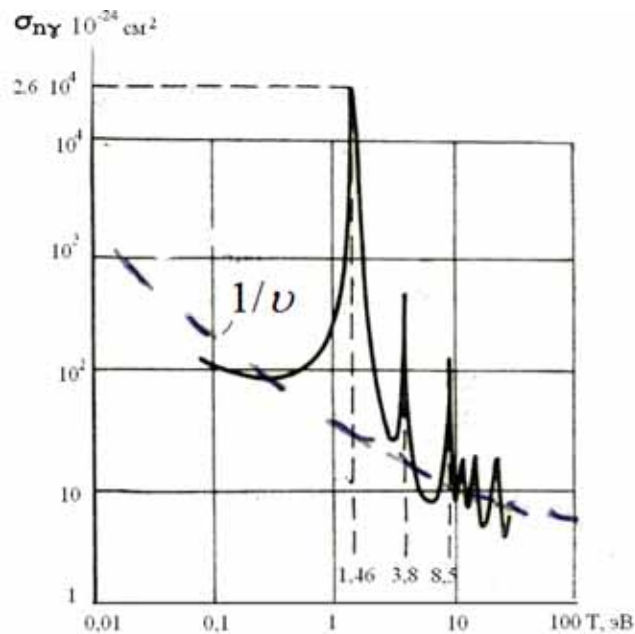
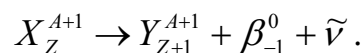


Рис. 5.11. Сечение реакции радиационного захвата от энергии нейтрона для индия

Продукты реакции (n, γ) перегружены нейтронами, поэтому являются β^- -активными:

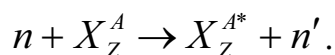


Реакция (n, γ) широко используется для решения ряда прикладных задач. Образующиеся в реакции вторичные частицы (γ и β^-) легко зарегистрировать, поэтому эта реакция применяется для детектирования нейтронов. С помощью реакции радиационного захвата получают широко использующиеся γ - и β^- -активные изотопы с заданными характеристиками – периодами полураспада, энергетическими спектрами. Реакция (n, γ)

используется в нейтронно-активационном анализе химического и изотопного состава сложных веществ (подробнее см. гл. 7).

5.5.3. Неупругое рассеяние нейтронов

При неупругом рассеянии ядро образуется в возбуждённом состоянии:



Запишем закон сохранения полной энергии для данной реакции:

$$mc^2 + m_n c^2 + T_n = m_i^* c^2 + m_n' c^2 + T_{я.о.} + T_n',$$

где $m_i^* c^2$ – энергия покоя ядра в возбуждённом i -состоянии. Учитывая, что энергия возбуждения ядра $W_i = (m_i^* - m) \cdot c^2$, а кинетическая энергия отдачи мала, перепишем закон сохранения полной энергии в виде:

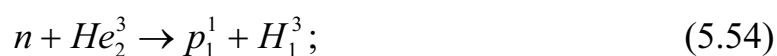
$$T_n \approx W_i + T_n'. \quad (5.53)$$

Из формулы (5.53) видно, что реакция неупругого рассеяния является пороговой, т. е. $T_{n\min} \gtrsim W_1$, где W_1 – энергия первого возбуждённого уровня ядра. Для тяжёлых ядер W_1 сравнительно невелики (\sim десятки кэВ), а для лёгких ядер энергии первого возбуждённого уровня гораздо выше и составляют единицы мегаэлектронвольт. Поэтому при прохождении через лёгкие вещества быстрые нейтроны могут испытывать не более одного–двух неупругих соударений. Реакция может идти как напрямую, когда часть энергии нейтрона передаётся одному или нескольким поверхностным нуклонам, так и через составное ядро. Сечения неупругого рассеяния по величине не превышают десятых долей барна. При рассеянии через составное ядро в сечении возникают резонансные пики.

5.5.4. Реакции с образованием заряженных частиц и множественного числа частиц

К данному классу относятся реакции (n, p) , (n, α) , (n, d) , (n, np) , (n, nn) , $(n, n\alpha)$ и т. д. Реакции идут как напрямую, так и через составное ядро. Вылету заряженных частиц из ядра препятствуют кулоновский и центробежный барьеры, поэтому эти реакции идут, как правило, на быстрых нейтронах. Из перечисленных реакций важное практическое значение имеют реакции (n, p) и (n, α) . Эти реакции протекают через составное ядро.

Реакция (n, p) обычно эндотергическая, причем $|Q| \sim 1$ МэВ. Из этого правила для лёгких ядер есть исключения, когда $Q > 0$:

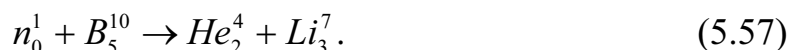


Кулоновский барьер в реакциях (5.54), (5.55) невысок, поэтому эти реакции идут на тепловых нейтронах.

Реакция (n, α) , напротив, экзоэнергетическая. Энергетическую выгодность данной реакции легко объяснить, если применить выражение для энергии реакции через энергии связи налетающей и образующейся в реакции частиц:

$$Q = G_n - G_\alpha.$$

Энергия связи нейтрона G_n в ядрах составляет 8...10 МэВ, а энергия связи α -частицы $G_\alpha \lesssim 6$ МэВ, поэтому $Q > 0$ для всех ядер. Однако вылету α -частиц из ядер препятствует более высокий, чем у протонов, кулоновский барьер. В результате, несмотря на энергетическую выгодность, реакции (n, α) идут, как правило, на быстрых нейтронах. На некоторых лёгких ядрах, для которых кулоновский барьер невысок, реакция (n, α) протекает и на тепловых нейтронах:



Реакции (5.54) – (5.57) используют в детекторах нейтронов, при этом непосредственно регистрируются продукты реакции – протоны и α -частицы. Ядра, образующиеся в реакциях (n, p) и (n, α) , перегружены нейтронами, поэтому они являются β^- -радиоактивными.

Реакции с образованием множественного числа частиц идут только на нейтронах с высокими энергиями – $T_n \gtrsim$ сотни МэВ. Реакции могут протекать напрямую, например реакция подхвата (n, d) , и через составное ядро. Сечения реакций с образованием заряженных частиц и множественного числа частиц крайне малы и не превышают сотых–десятых долей барна.

5.6. Ядерные реакции под действием заряженных частиц

Взаимодействие заряженных частиц с ядрами приводит к протеканию упругих и неупругих процессов на ядрах. Упругие столкновения происходят при всех энергиях частиц и сопровождаются передачей ядру части кинетической энергии частицы. При этом внутреннее состояние ядра не изменяется (см. п. 5.5.1). Неупругие столкновения могут привести к возбуждению ядер – происходит так называемое *кулоновское возбуждение* ядер, или к превращению ядра с образованием других частиц.

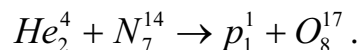
Ядерные реакции типа (a, b) под действием заряженных частиц идут преимущественно на лёгких ядрах и обладают двумя особенностями, связанными с наличием заряда. Во-первых, такие реакции протекают эффективно при энергиях, превышающих высоту кулоновско-

го барьера $\tilde{T}^{(a)} \gtrsim B_{кул}$, т. е. являются, по сути, пороговыми. В принципе протекание реакций с энергиями $\tilde{T}^{(a)} < B_{кул}$ возможно за счёт туннельного эффекта. Однако такой процесс маловероятен из-за низкой проницаемости барьера. Во-вторых, в результате ионизационных столкновений с атомами вещества-мишени энергия частицы быстро убывает с толщиной мишени и становится меньше пороговой. Эти особенности приводят к тому, что выходы ядерных реакций под действием заряженных частиц крайне малы и обычно не превышают 10^{-4} , т. е. только одна из более чем 10000 частиц, движущихся в веществе, может вступить в ядерную реакцию. Наиболее важное практическое значение имеют реакции под действием α -частиц и протонов, в которых образуются новые частицы и ядра. Рассмотрим этот класс ядерных реакций подробнее.

5.6.1. Ядерные реакции под действием α -частиц

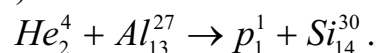
Из интересующего нас круга ядерных реакций (с образованием новых частиц и ядер) с наибольшей вероятностью идут реакции (α, p) и (α, n) . На первый взгляд кажется, что при не очень высоких энергиях α -частиц из этих двух реакций более вероятна реакция (α, n) , так как вылету протона из ядра препятствует кулоновский барьер. Однако, как показал опыт, обе реакции идут с примерно равной вероятностью. Это объясняется тем, что при сравнительно низких энергиях α -частиц $\tilde{T}^{(a)} \sim B_{кул}$ реакции идут через составное ядро, минимальная энергия возбуждения которого $W_{min} = G_{\alpha} + \tilde{T}^{(a)} \cong G_{\alpha} + B_{кул}$. Первое слагаемое G_{α} с ростом Z уменьшается, а второе – возрастает, в результате W_{min} практически одинаково для всех ядер и составляет примерно 20 МэВ. Такой энергии возбуждения хватает не только для отрыва любого нуклона, но и для преодоления протоном кулоновского барьера.

Напомним, что впервые на опыте наблюдали ядерную реакцию (α, p) :



Энергия этой реакции $Q = -1,06$ МэВ. При энергии α -частиц $T_{\alpha} = 7,8$ МэВ выход реакции составляет $2 \cdot 10^{-5}$.

Достаточно подробно изучена экзоэнергетическая реакция (α, p) на алюминии ($Q = 2,15$ МэВ):



Измерена функция возбуждения $K(T_{\alpha})$ этой реакции (рис. 5.12, а), что позволило путём дифференцирования $K(T_{\alpha})$ (формула 5.29) найти зависимость сечения реакции от энергии α -частиц (рис. 5.12, б).

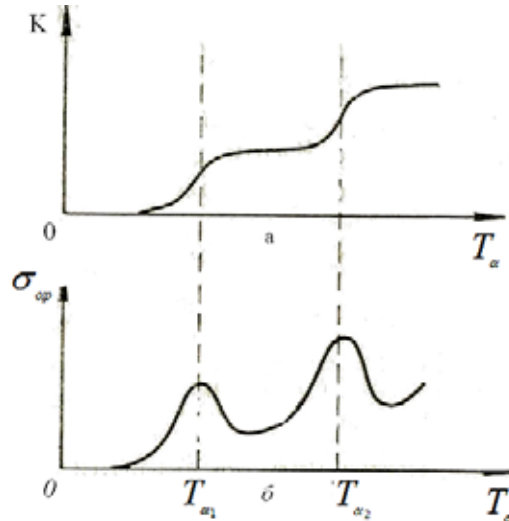
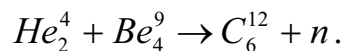


Рис. 5.12. Функция возбуждения и сечение реакции (α, p) для ядер Al_{13}^{27}

Наличие резонансных пиков в сечении свидетельствует о том, что захват α -частиц с энергиями $T_{\alpha 1}$ и $T_{\alpha 2}$ приводит к образованию составного ядра в двух квазистационарных состояниях.

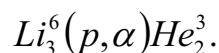
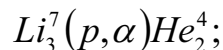
Нейтрон, как составная частица ядра, был обнаружен в 1932 г. в реакции типа (α, n) . Одной из самых известных реакций этого типа является реакция на бериллии:



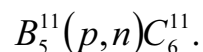
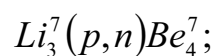
Реакция является экзо-энергетической ($Q=5,5$ МэВ) и имеет большой выход $K = 2,5 \cdot 10^{-4}$. Эта реакция используется в источниках нейтронов.

5.6.2. Ядерные реакции под действием протонов

Наиболее важными и изученными являются реакции (p, n) и (p, α) . Реакции (p, α) являются экзоэнергетическими — $Q = G_p - G_\alpha > 0$, так как $G_p \approx 8...10$ МэВ, а $G_\alpha \lesssim 6$ МэВ. Однако, несмотря на энергетическую выгоду, такие реакции идут, главным образом, на лёгких ядрах, что объясняется достаточно высоким кулоновским барьером, препятствующим вылету α -частицы из ядра. Широко известны реакции (p, α) на литии:



Реакции (p, n) , напротив, эндоэнергетические, причем порог реакции $T_{p \min} \approx 1...3$ МэВ. Типичные примеры таких реакций:

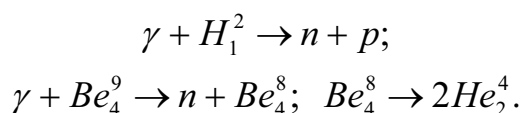


Продукты реакции (p,n) перегружены протонами, поэтому являются β^+ -активными или испытывают электронный захват. Например, ядро C_6^{11} , образовавшееся в реакции (p,n) на боре, испускает β^+ -частицы с периодом полураспада около 20 мин.

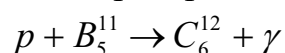
5.7. Фотоядерные реакции

Фотоядерными называют реакции поглощения ядрами γ -квантов, в результате чего из ядер вылетают какие-либо частицы, чаще нейтроны или протоны. При высоких энергиях γ -квантов, кроме вышеупомянутых реакций (γ, n) и (γ, p) , возможно протекание и других процессов – (γ, α) , $(\gamma, 2n)$, (γ, np) и т. д. Фотоядерные реакции иногда называют *ядерным фотоэффектом*. На тяжёлых делящихся ядрах под действием γ -квантов может протекать также реакция фотodelения (γ, f) .

Ядерный фотоэффект, как и обычный фотоэффект, является пороговой реакцией, т. е. идёт под действием γ -квантов с энергиями, превышающими энергию связи выбиваемых частиц. Энергия квантов, испускаемых ядрами ($E_\gamma \lesssim 3$ МэВ) выше пороговой только для двух ядер – H_1^2 и Be_4^9 :



Для осуществления фотоядерных реакций на других ядрах требуются γ -кванты с более высокими энергиями. Высокоэнергетические фотоны получают с помощью ускорителей заряженных частиц, например электронов: при прохождении через вещество электроны генерируют тормозное излучение (см. гл. 4). Иногда для получения фотонов с высокими энергиями используют взаимодействие ядер с протонами. Например, в реакции



испускаются γ -кванты с энергиями 11,67; 16,10 МэВ и др.

Из анализа экспериментальных данных следует, что фотоядерные реакции могут протекать как через составное ядро (энергия кванта распределяется между нуклонами ядра), так и напрямую (энергия кванта передаётся одной частице, вылетающей из ядра). Наиболее изучены реакции (γ, n) и (γ, p) , для которых получены следующие результаты:

- угловое распределение вылетающих из ядер нейтронов и медленных протонов является изотропным, что хорошо описывается «испарением» этих частиц из возбуждённого («перегретого») составного ядра;
- экспериментально доказано, что на один вылетевший протон приходится примерно 100 нейтронов. Другими словами, отношение выходов реакций (γ, p) и (γ, n) составляет 10^{-2} , т. е. $K(\gamma, p)/K(\gamma, n) \approx 10^{-2}$.

Это примерно на два порядка больше теоретических оценок, сделанных на основе модели составного ядра. Эту разницу удаётся объяснить с помощью механизма прямого вырывания протонов с поверхности ядра. Вылету таких протонов кулоновский барьер препятствует в гораздо меньшей степени, чем «испарению» низкоэнергетических протонов из составного ядра;

- быстрые протоны вылетают преимущественно под углом 90° к направлению движения γ -квантов. Эта закономерность также объясняется прямым вырыванием протонов с поверхности ядра под действием электрической силы $\vec{F} = e\vec{E}$, направленной перпендикулярно движению фотонов (рис. 5.13).

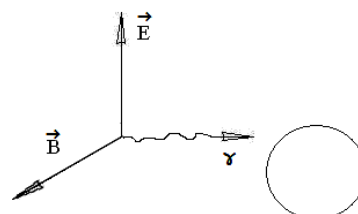


Рис. 5.13. Вырывание протона с поверхности ядра под действием электрической силы

Изучение зависимости сечений реакций (γ, p) и (γ, n) от энергии фотонов показало, что для всех ядер имеется следующая закономерность: начиная с пороговой энергии, сечение плавно возрастает, достигает максимума при $E_\gamma \approx 12 \dots 25$ МэВ, а затем также плавно уменьшается (рис. 5.14).

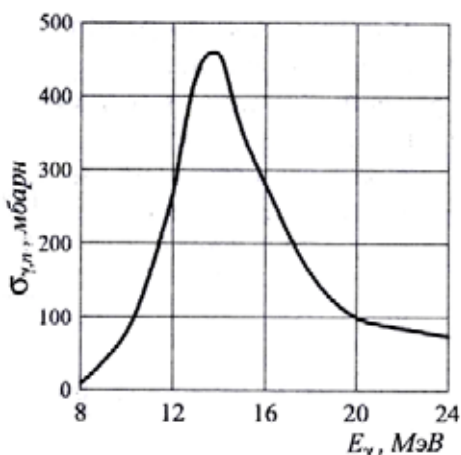


Рис. 5.14. Сечение реакции (γ, n) от энергии фотонов

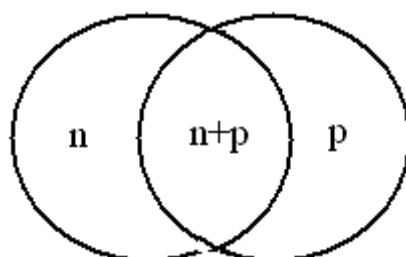


Рис. 5.15. Смещение центра тяжести протонов относительно центра тяжести нейтронов под действием электрической составляющей электромагнитного излучения

Вид зависимости сечений фотоядерных реакций от энергии γ -кванта напоминает резонансную кривую. Из-за большой полуширины кривой ($\sim 3 \dots 6$ МэВ), эта зависимость получила название *гигантского резонанса*. Существование резонанса объясняется с помощью простой классической модели вынужденных колебаний протонов относительно нейтронов под действием электромагнитного излучения. Ядро со смещёнными центрами тяжести нейтронов и протонов (рис. 5.15) можно рассматривать как осциллятор, у которого роль упругих сил выполняют ядерные силы. Резонанс возникает при совпадении собственной частоты осциллятора с частотой вынуждающей силы, в данном случае с частотой электромагнитного поля.

Упражнения и контрольные вопросы

1. Что обычно понимают под термином «ядерная реакция»? Как используют законы сохранения и ядерные реакции при изучении микромира? Приведите пример.
2. Перечислите барьеры, возникающие при протекании ядерных реакций. Поясните условия, при которых каждый из перечисленных барьеров играет решающую роль.
3. Получите формулу для центробежного барьера $V_{цб}(r)$. Приведите формулы для высоты кулоновского и центробежного барьеров. Нарисуйте графики функций $V_{кул}(r)$ и $V_{цб}(r)$.
4. Каковы механизмы протекания ядерных реакций? Дайте краткое описание каждого механизма, укажите область характерных энергий.
5. Получите формулу для энергии возбуждения составного ядра.
6. Нарисуйте энергетические схемы для экзо- и эндоэнергетической реакции, дайте необходимые пояснения. Получите формулу для пороговой энергии эндоэнергетической реакции.
7. Перечислите типы ядерных реакций под действием нейтронов. Укажите характерный диапазон энергий для каждого типа.
8. Какую величину называют выходом ядерной реакции? Как вычисляется выход ядерной реакции под действием заряженных частиц?
9. Дайте определение функции возбуждения ядерной реакции под действием заряженных частиц? Как используется функция возбуждения для определения сечений ядерных реакций? Схематически сравните зависимость эффективного сечения от энергии частиц для реакций, вызванных нейтронами и протонами.
10. Перечислите основные закономерности фотоядерных реакций (γ, p) и (γ, n), сделайте выводы относительно механизма этих реакций.
11. Приведите характерный вид сечений фотоядерных реакций. Как объясняется наличие гигантского резонанса в сечении?

Задачи

1. Вычислите минимальную кинетическую энергию α -частицы, необходимую для преодоления кулоновского барьера ядра Be_4^9 (при этой и больших энергиях эффективное сечение реакции $\text{He}_2^4 + \text{Be}_4^9 \rightarrow n_0^1 + \text{C}_6^{12}$ имеет значительную величину. Данную реакцию могут благодаря туннельному проникновению вызывать α -частицы и с несколько меньшей энергией, но вероятность проникновения очень быстро падает с уменьшением энергии α -частицы).
2. При облучении толстой алюминиевой мишени пучком α -частиц с энергией 7 МэВ в результате реакции (α, n) испускается $1,6 \cdot 10^9$ нейтронов/с·см². Найдите выход и среднее эффективное сечение данной реакции. Считать, что выход реакции не зависит от энергии α -частицы. Ток пучка α -частицы составляет 50 мкА.
3. При бомбардировке изотопа Na^{23} дейтонами образуется β -радиоактивный изотоп Na^{24} . Счётчик β -частиц установлен вблизи препарата, содержащего радиоактивный Na^{24} . При первом измерении счётчик дал 170 отсчётов за 1 мин, а через сутки – 56 отсчётов в минуту. Напишите уравнения обеих реакций. Найдите период полураспада изотопа Na^{24} .
4. При упругом лобовом столкновении нейтрона с неподвижным ядром замедляющего вещества кинетическая энергия нейтрона уменьшается в 1,4 раза. Найдите массу ядер замедляющего вещества.
5. При бомбардировке изотопа лития Li^6 дейтонами образуются две α -частицы, разлетающиеся симметрично под углом θ к направлению скорости бомбардирующих дейтонов. Какую кинетическую энергию T имеют образующиеся α -частицы, если известно, что энергия бомбардирующего дейтона $T = 0,2$ МэВ. Найдите угол θ .

Глава 6

РЕАКЦИЯ ДЕЛЕНИЯ

Делением называют реакцию, в которой тяжёлое ядро делится на два примерно одинаковых по массе ядра-осколка. Реакцию деления ядер урана под действием нейтронов впервые наблюдал Э. Ферми в 1934 г., однако, результаты опыта интерпретировал неверно. Он полагал, что на уране (порядковый номер 92) идёт реакция (n, γ) , как это происходит на более лёгких ядрах. Перегруженные нейтронами продукты реакции должны испускать β^- -частицы, превращаясь в ядра с порядковыми номерами 93, 94 и т. д. Наличие нескольких β -радиоактивных цепочек Ферми объяснил существованием нескольких изотопов урана – каждый изотоп даёт свою цепочку.

Изучением химических свойств предполагаемого 93-го элемента занимались многие учёные, проводившие точный радиохимический анализ продуктов реакции на уране под действием нейтронов. Немецкие радиохимики Ган и Штрассман в 1938 г. установили, что при облучении ядер урана нейтронами образуется не 93 элемент, как ожидалось, а элемент из середины таблицы Менделеева – Ba_{56} .

Объяснили полученный результат О. Фриш и Л. Мейтнер, которые предположили, что под действием нейтронов ядра урана делятся на две примерно одинаковые части. Они же предсказали основные свойства реакции деления.

6.1. Основные свойства реакции деления

1. Энергия реакции деления тяжёлых ядер составляет примерно 200 МэВ. Это самая большая энергия, выделяющаяся в ядерной реакции. Энергетическая выгодность реакции деления тяжёлых ядер следует из того, что для ядер с массовыми числами $A \gtrsim 60 \dots 80$ удельная энергия связи плавно уменьшается с ростом A (см. п. 2.1).

2. Энергия, выделившаяся в реакции деления, превращается, главным образом, в кинетическую энергию ядер-осколков. Это нетрудно показать, произведя оценку энергии кулоновского отталкивания осколков в момент их образования и используя закон сохранения полной энергии, в соответствии с которым энергия кулоновского отталкивания при разлёте осколков превращается в кинетическую энергию. Энергию

кулоновского отталкивания в момент образования ядер-осколков можно оценить по формуле

$$V_{\text{кул}} = \frac{eZ_1eZ_2}{R_1 + R_2} \approx \frac{(eZ/2)^2}{2r_0 \cdot (A/2)^{1/3}} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 46)^2}{2 \cdot 1,2 \cdot 10^{-13} \cdot (120)^{1/3} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} = 250 \text{ МэВ.}$$

Таким образом, энергия кулоновского отталкивания осколков, превращающаяся в их кинетическую энергию, по порядку величины совпадает с энергией реакции деления. Двигаясь в веществе, ядра-осколки быстро теряют кинетическую энергию в столкновениях с атомами вещества, нагревая его. Следовательно, выделившуюся при делении ядер энергию легко преобразовать в тепловую, что и осуществляется на атомных электростанциях.

3. Образующиеся после деления ядра сильно перегружены нейтронами. Это свойство ядер-осколков наглядно иллюстрируют данные табл. 6.1, в которой приведено отношение числа нейтронов N к числу протонов Z для лёгких, средних и тяжёлых ядер.

Таблица 6.1

Отношение числа нейтронов к числу протонов в некоторых ядрах

Ядро	O_8^{16}	Ag_{47}^{107}	Ba_{56}^{137}	U_{92}^{236}
N/Z	1	1,3	1,45	1,6

Очевидно, соотношение между числом нейтронов и протонов, характерное для тяжёлого исходного ядра ($\frac{N}{Z} \approx 1,6$), сохранится и в образующихся после деления ядрах из середины таблицы Менделеева. Для этих ядер в устойчивом состоянии $\frac{N}{Z} \approx 1,3 \dots 1,4$. От избытка нейтронов ядра-осколки избавляются двумя способами:

- ядра-осколки испускают нейтроны. В среднем на каждое деление приходится 2...3 нейтрона. Данное свойство ядер-осколков позволяет осуществлять самоподдерживающуюся *цепную реакцию деления*, когда испущенные нейтроны приводят к делению других тяжёлых ядер. Этот процесс аналогичен обычному горению – выделяющаяся в реакции окисления энергия инициирует протекание цепной химической реакции;
- осколки деления испускают β^- -частицы, при этом лишние нейтроны превращаются в протоны. На каждый акт деления приходится в среднем 5...6 β^- -распадов. β^- -активность осколков деления приводит, с одной стороны, к нежелательным последствиям: радиоактивные вещества опасны для человека и окружающей среды, а утилизация отра-

ботанного ядерного топлива является одной из главных проблем, сдерживающих развитие ядерной энергетики. С другой стороны, образующиеся после β^- -распада ядра иногда сильно возбуждены и могут испускать запаздывающие нейтроны. Время запаздывания определяется характерным временем предшествующего β^- -распада и составляет единицы – десятки секунд. Благодаря запаздывающим нейтронам удаётся управлять цепной реакцией деления. Если бы запаздывающих нейтронов не было, то цепную реакцию деления удалось бы осуществить только в неуправляемом режиме, т. е. в виде взрыва.

6.2. Продукты реакции деления и их основные свойства

Реакцию деления можно разбить на три основные стадии (рис. 6.1):

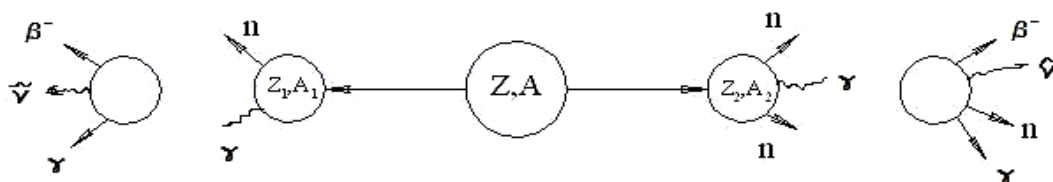


Рис. 6.1. Схема реакции деления

I стадия: непосредственно деление ядра на два сильно возбуждённых, перегруженных нейтронами осколках;

II стадия: испускание осколками деления γ -квантов и мгновенных нейтронов. Первая и вторая стадии протекают очень быстро за времена порядка $10^{-15} \dots 10^{-14}$ с;

III стадия: испускание осколками β^- -частиц, нейтрино, γ -квантов и запаздывающих нейтронов. Испускание запаздывающих нейтронов протекает за макроскопическое время порядка единиц – десятков секунд. Доля запаздывающих нейтронов в их общем количестве невелика и составляет десятые доли процента. Однако, как указывалось выше, наличие запаздывающих нейтронов позволяет управлять цепной реакцией деления.

Деление ядер с наибольшей вероятностью происходит на неравные по массе осколки: $m_1 : m_2 = 2 : 3$ (рис. 6.2). Такое соотношение для масс осколков деления объясняется наличием оболочечной структуры ядер – наиболее вероятно образование ядер-осколков, близких к магическим ядрам (см. п. 2.5). В соответствии с законом сохранения импульса (исходное ядро покоилось), кинетические энергии осколков обратно пропорциональны их массам: $T_1 : T_2 = 3 : 2$.

Выделившаяся в реакции деления энергия распределяется между продуктами реакции следующим образом: на ядра-осколки приходится в среднем 150...180 МэВ, на нейтроны деления – 5...6 МэВ, при β^- -распадах выделяется 10...15 МэВ, а γ -кванты уносят энергию ~ 10 МэВ.

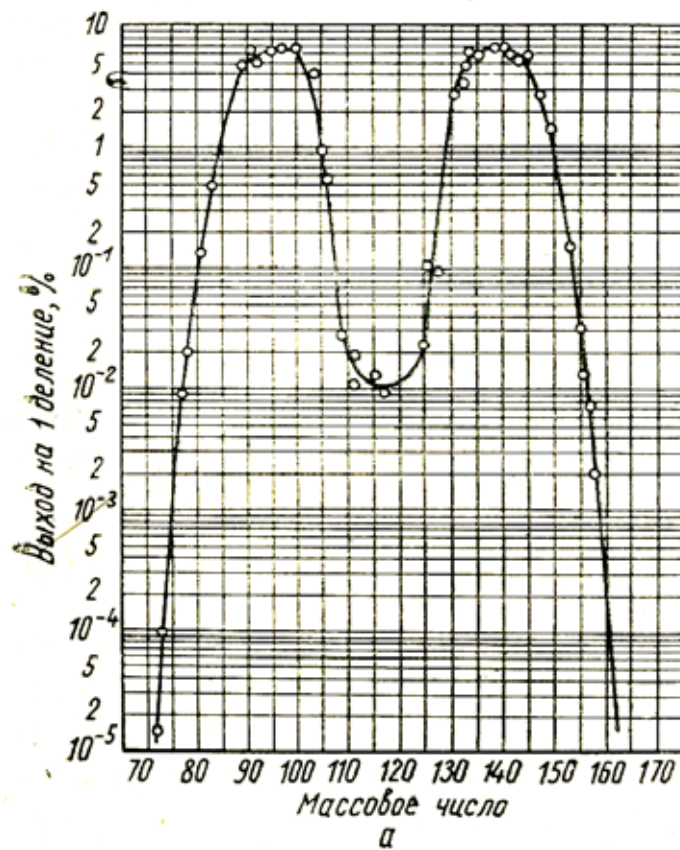


Рис. 6.2. Зависимость выхода реакции деления от массового числа ядер-осколков

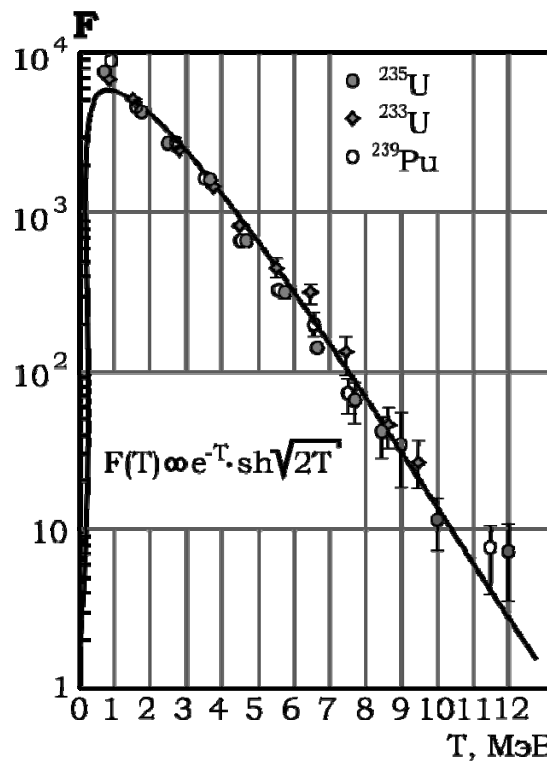


Рис. 6.3. Энергетический спектр нейтронов деления

В реакции деления образуются преимущественно быстрые нейтроны (рис. 6.3). Средняя энергия нейтронов деления $\bar{T}_n \approx 2$ МэВ, а наиболее вероятной является энергия $T_{вер} \sim 1$ МэВ (соответствует максимуму в спектре). Самые большие сечения деления ($\sigma_f \sim$ сотни барн) наблюдаются на U^{235} для тепловых нейтронов. Поэтому при осуществлении цепной реакции деления используются, как правило, тепловые нейтроны. Следовательно, возникающие при делении нейтроны приходится замедлять (см. гл. 8).

6.3. Энергетическое рассмотрение и механизм деления

Механизм деления предложен Н. Бором в 1939 г. и основан на представлении о ядре как о капле заряженной ядерной жидкости (см. п. 2.2). В соответствии с этой моделью, в основном состоянии ядро имеет сферическую форму. После поглощения нейтрона (или γ -кванта) ядро возбуждается, что приводит к его деформации. Периферические области тяжёлого деформированного ядра удалены друг от друга на расстояния, превышающие радиус действия ядерных сил притяжения (рис. 6.4), поэтому они испытывают только кулоновское отталкивание. В результате действия кулоновских сил, деформация ядра усиливается, что, в конце концов, приводит к делению ядра на два осколка. Несмотря на простоту, предложенная модель позволяет описать основные свойства реакции деления.



Рис. 6.4. Качественная схема деформации и деления тяжёлых ядер

При рассмотрении механизма деления полезно выражение для энергии реакции деления

$$Q_f = [m - (m_1 + m_2)] \cdot c^2 = G_{я1} + G_{я2} - G_{я}$$

преобразовать с помощью полуэмпирической формулы для энергии связи ядер (формула 2.6). При этом учтём, что для массовых чисел A_1, A_2 , и порядковых номеров Z_1, Z_2 с наибольшей вероятностью выполняются те же соотношения, что и для масс этих ядер, т. е.

$$A_1 = \frac{2}{5} A \quad \text{и} \quad Z_1 = \frac{2}{5} Z;$$

$$A_2 = \frac{3}{5} A \quad \text{и} \quad Z_2 = \frac{3}{5} Z,$$

где A, Z – массовое число и порядковый номер исходного ядра. Учитывая вышесказанное, можно записать:

$$Q_f = \alpha \left(\frac{2}{5} A \right) - \beta \left(\frac{2}{5} A \right)^{2/3} - \gamma \frac{\left(\frac{2}{5} Z \right)^2}{\left(\frac{2}{5} A \right)^{1/3}} - \frac{\varepsilon \left(\frac{2}{5} A - 2 \cdot \frac{2}{5} Z \right)^2}{\frac{2}{5} A} +$$

$$+ \alpha \left(\frac{3}{5} A \right) - \beta \left(\frac{3}{5} A \right)^{2/3} - \gamma \frac{\left(\frac{3}{5} Z \right)^2}{\left(\frac{3}{5} A \right)^{1/3}} - \frac{\varepsilon \left(\frac{3}{5} A - 2 \cdot \frac{3}{5} Z \right)^2}{\frac{3}{5} A} - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \frac{\varepsilon (A - 2Z)^2}{A}$$

(последними слагаемыми $W_{сип}$ в формуле (2.6) пренебрегаем вследствие их малости).

Нетрудно заметить, что в полученном выражении первые ($W_{объём}$) и четвертые ($W_{сим}$) слагаемые формулы (2.6) взаимно сокращаются. После приведения подобных получим:

$$Q_f = W_{нов} - W_{нов0} + W_{кул} - W_{кул0}. \quad (6.1)$$

Здесь $W_{нов} = \beta A^{2/3}$ – поверхностная энергия исходного ядра;

$W_{нов0} = \beta A^{2/3} \left[\left(\frac{2}{5} \right)^{2/3} + \left(\frac{3}{5} \right)^{2/3} \right] = 1,25 \cdot W_{нов}$ – поверхностная энергия осколков деления;

$W_{кул} = \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ – кулоновская энергия исходного ядра;

$W_{кул0} = \left[\frac{\left(\frac{2}{5} \right)^2}{\left(\frac{2}{5} \right)^{1/3}} + \frac{\left(\frac{3}{5} \right)^2}{\left(\frac{3}{5} \right)^{1/3}} \right] = 0,64 \cdot W_{кул}$ – кулоновская энергия осколков деления.

Таким образом, в процессе деления ядер поверхностная энергия увеличивается (при равенстве объёмов площадь поверхности осколков деления больше площади поверхности исходного ядра). Кулоновская энергия, напротив, уменьшается, так как в соответствии с законом сохранения электрического заряда ($Z = Z_1 + Z_2$), кулоновская энергия исходного ядра $W_{кул} \sim Z^2 = Z_1^2 + 2Z_1Z_2 + Z_2^2$ больше кулоновской энергии ядер-осколков $W_{кул0} \sim Z_1^2 + Z_2^2$.

С учётом полученных выражений для $W_{нов0}$ и $W_{кул0}$, условие энергетической выгодности реакции деления может быть записано следующим образом:

$$Q_f = 0,36 \cdot W_{кул} - 0,25 \cdot W_{нов} > 0,$$

или

$$0,36 \cdot W_{кул} > 0,25 \cdot W_{нов}. \quad (6.2)$$

Подставляя в неравенство (6.2) формулы для поверхностной и кулоновской энергии, получим:

$$\frac{W_{\text{кул}}}{W_{\text{пов}}} = \frac{\gamma \cdot Z^2 / A^{1/3}}{\beta \cdot A^{2/3}} = \frac{\gamma}{\beta} \cdot \frac{Z^2}{A} > \frac{0,25}{0,36} \approx 0,7. \quad (6.3)$$

Из неравенства (6.3) выразим отношение Z^2/A , так называемый *параметр деления*:

$$Z^2/A > 17. \quad (6.4)$$

Неравенство (6.4) выполняется для всех ядер тяжелее серебра. Однако спонтанного деления ядер из второй половины таблицы Менделеева не происходит (исключая самые тяжёлые – Th и U, для которых процесс деления также маловероятен). Невозможность спонтанного деления большинства тяжёлых ядер объясняется наличием высокого и широкого потенциального барьера, возникающего в результате изменения поверхностной и кулоновской энергии в процессе деления. Качественный вид изменения $W_{\text{кул}}$ и $W_{\text{пов}}$ делящегося ядра с $Z^2/A > 17$ приведён на рис. 6.5. На этом же рисунке указана высота барьера W_f , которую иногда называют *энергией активации*. Высота барьера уменьшается с ростом параметра деления (рис. 6.6), и для ядер с $Z^2/A \gtrsim 45 \dots 49$ барьера при делении вообще не возникает. Это означает, что такие ядра абсолютно неустойчивы по отношению к делению (для ядра урана, самого тяжёлого из существующих в природе, $\frac{Z^2}{A} \approx 36$).

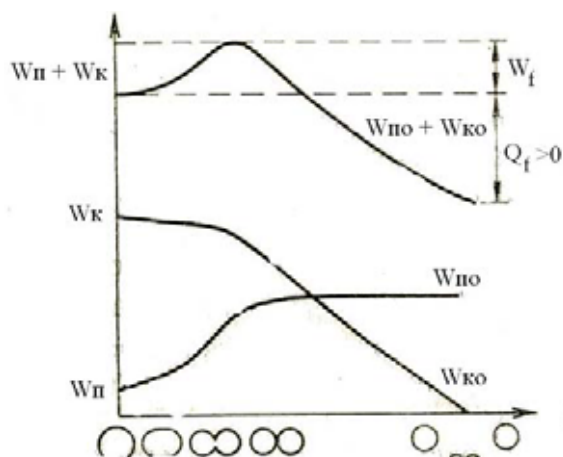


Рис. 6.5. Качественная зависимость кулоновской и поверхностной энергии ядра и их суммы от деформации ядра

Спонтанное деление тяжёлых ядер с параметром деления $17 \lesssim Z^2/A \lesssim 45$ возможно за счёт туннельного эффекта. Впервые спон-

танное деление ядер урана наблюдали в 1940 г. советские ученые Г.Н. Флеров и К.А. Петржак. Оценки коэффициента проникаемости, возникающего при делении потенциального барьера, показывают, что период полураспада относительно деления очень велик ($T \gtrsim 10^{15}$ лет). Напомним, что сравнительно большие периоды полураспада характерны и для α -активных ядер, что также объясняется наличием потенциального барьера, возникающего за счёт действия, главным образом, кулоновских сил между ядром и α -частицей (см. п. 3.5).

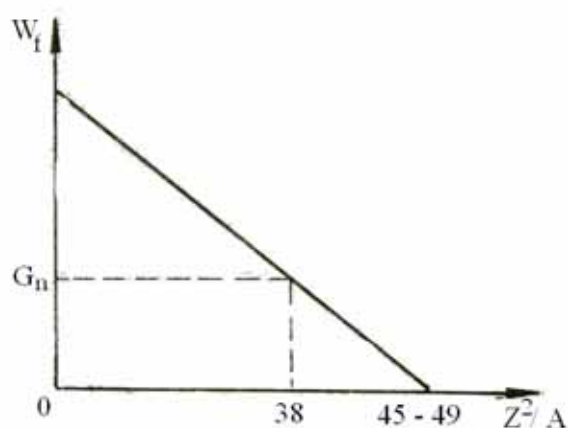


Рис. 6.6. Зависимость энергии активации от параметра деления Z^2/A (G_n — энергия связи нейтрона в ядре U^{236})

Быстрое деление ядер с параметром деления $17 \lesssim Z^2/A \lesssim 45$ происходит в том случае, если ядру сообщить дополнительную энергию возбуждения W , превышающую энергию активации W_f . В возбуждённое состояние ядро может перейти, поглотив γ -квант с энергией $E_\gamma \gtrsim W_f$ или нейтрон с энергией, удовлетворяющей условию:

$$W = G_n + \tilde{T}^{(n)} \gtrsim W_f. \quad (6.6)$$

Природный уран состоит, главным образом, из двух изотопов — U^{235} (0,71 %) и U^{238} (97,29 %). Для U^{235} энергия активации составляет 6 МэВ, а энергия связи нейтрона в составном чётно-чётном ядре U^{236} — 6,5 МэВ. Таким образом, условие (6.6) для U^{235} выполняется даже при $\tilde{T}^{(n)} \approx 0$, поэтому деление ядер данного изотопа происходит и на тепловых нейтронах. Параметр деления Z^2/A для ядер U^{238} несколько меньше, чем у U^{235} , следовательно, энергия активации больше — 7 МэВ. В то же время энергия связи нейтрона в составном чётно-нечётном ядре U^{239} , наоборот, меньше — 6 МэВ. Поэтому деление ядер U^{238} возможно только на быстрых нейтронах с энергией более 1 МэВ.

Упражнения и контрольные вопросы

1. Какую реакцию называют «реакцией деления»? Почему продукты этой реакции перегружены нейтронами? К каким последствиям это приводит?
2. Используя график для удельной энергии связи, сделайте оценку энергии, выделяющейся при делении ядра урана на 2 одинаковых осколка.
3. Опишите механизм деления ядер. Поясните качественно возникновение барьера деления.
4. Объясните роль нейтронов в осуществлении цепной реакции деления.
5. Как распределены продукты деления по массам и энергиям?
6. Получите формулу для энергии реакции деления, используя формулу Вейцекера. Обсудите результат.
7. Ядро оказывается абсолютно неустойчивым к делению на два одинаковых осколка, если отношение его кулоновской энергии к поверхностной равно двум. Найдите с помощью формулы Вейцекера значение параметра Z^2/A для такого ядра. Сравните его со значением Z^2/A для ядер, находящихся в конце периодической системы. За счёт чего возможно спонтанное деление таких ядер?

Задачи

1. Определите: а) энергию, выделяющуюся при сгорании 1,0 кг изотопа U^{235} ; какое количество нефти с теплотворной способностью 10 ккал/г выделяет при сгорании такую энергию? б) электрическую мощность атомной электростанции, если расход изотопа U^{235} в год составляет 192 кт при КПД 20 %; в) массу изотопа U^{235} , подвергшуюся делению при взрыве атомной бомбы с тротиловым эквивалентом 30 кт, если тепловой эквивалент тротила равен 1000 ккал/г.
2. Найдите полный поток нейтрино и уносимую им мощность из реактора с тепловой мощностью 20 МВт, считая, что на каждое деление приходится пять β -распадов осколков, для которых суммарная энергия нейтрино составляет около 11 МэВ.
3. Ядро U^{235} захватило тепловой нейтрон. В результате деления образованного ядра возникло три нейтрона и два радиоактивных осколка, которые превратились в стабильные ядра Y^{89} и Nd^{144} . Найдите энергию, освободившуюся в этом процессе, если известны избытки масс нейтрона и ядер U^{235} , Y^{89} (–0,09415 а.е.м.) и Nd^{144} (–0,09010 а.е.м.).
4. Найдите период полураспада U^{238} относительно спонтанного деления, если известно, что число таких распадов в 1 г чистого U^{238} равно 25 за 1 ч. Какое число α -распадов за это же время происходит в этом образце?

Глава 7

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В МЕДИЦИНЕ

Начало ядерной и радиационной медицине положили фундаментальные исследования, проведённые в 1930-е гг., основными из которых можно считать открытие в 1932 г. Дж. Чедвиком нейтрона, открытие в 1934 г. И. Кюри и Ф. Жолио явления искусственной и позитронной радиоактивности, а также запуск первого циклотрона.

Высокая клиническая эффективность использования радиоизотопов, лучевых приборов и устройств в настоящее время не вызывает сомнений. Сегодня радионуклидные и лучевые методы исследования и лечения широко используются в различных областях научной и практической медицины – в онкологии, кардиологии, пульмонологии, эндокринологии, гепатологии, урологии и нефрологии, травматологии, неврологии и нейрохирургии, педиатрии, аллергологии, гематологии, клинической иммунологии и др.

В данной главе рассмотрены физические основы лучевой терапии, некоторые наиболее перспективные методы ядерной клинической диагностики, а также вопросы, связанные с производством и применением радиоизотопов в медицине.

7.1. Физические основы лучевой терапии

Лучевой терапией называют методы лечения болезней, основанные на применении излучения. Под излучением в данном случае понимают потоки различных высокоэнергетических частиц – γ -, α -, β -частиц, пучки быстрых электронов, протонов, нейтронов, рентгеновского и тормозного излучения. Механизм взаимодействия излучения с веществом определяется типом частиц (см. гл. 4), но итог взаимодействия одинаков: под действием излучения происходит ионизация атомов среды. В зависимости от энергии, заряда, массы частиц меняется лишь распределение образующихся в веществе ионов. Ионизация при определенных условиях облучения может привести к гибели биологических клеток ткани. Один из эффектов радиационного воздействия на клетки состоит также в задержке их деления, что особенно важно при лечении онкологических заболеваний.

Лучевая терапия является одним из ведущих методов в лечении онкологических заболеваний. Для правильного использования ионизирую-

щего излучения в лечебных целях необходимо точно знать величину и распределение энергии, поглощаемой в облучаемых тканях. Все методы регистрации и количественного определения поглощенной энергии называют дозиметрией. Её основным понятием является *доза* излучения – величина энергии, поглощённой в единице массы облучаемого вещества.

Единица измерения поглощенной дозы в СИ – *Грей (Гр)*. Один грей равен поглощённой дозе, при которой веществу массой 1 кг передается от ионизирующего излучения энергия, равная 1 Дж. Внесистемная единица измерения поглощенной дозы – *рад*, при этом веществу массой 1 г передается от ионизирующего излучения энергия, равная 100 эрг; 1 Гр = 100 рад.

Каждый вид излучения обладает присущим ему распределением поглощённых доз в веществе. При лучевой терапии стоит задача оптимизации воздействия на облучаемый очаг при минимальном поглощении энергии окружающими здоровыми тканями и органами. Поставленная задача решается, главным образом, за счёт выбора подходящего источника излучения и его параметров (энергии, интенсивности, режима облучения и т. д.)

Все источники, используемые в лучевой терапии, можно разделить на 2 класса:

1. Устройства, генерирующие потоки высокоэнергетических частиц – электронов, протонов, α -частиц, нейтронов, γ -лучей, рентгеновского и тормозного излучения (внешние источники излучения).
2. Радионуклиды терапевтического назначения.

Традиционно под лучевой терапией понимают лечение с помощью внешних источников излучения. На рис. 7.1 и 7.2 в виде кривых представлены дозиметрические характеристики излучения, применяющегося для внешнего облучения.

Анализ рис. 7.1 и 7.2 показывает, что для достижения успеха лучевого лечения большое значение имеет выбор излучения с определёнными физическими свойствами. Так, например, для лечения онкологических заболеваний кожи целесообразно использовать мягкое рентгеновское излучение (рис. 7.1, *а*). Жёсткое рентгеновское излучение (рис. 7.1, *б* и *в*) характеризуется наличием максимума дозы на глубине 0,3...0,5 см, что уменьшает облучение кожи и обеспечивает возможность подвести большую дозу к опухоли, расположенную в глубине тела. Тормозное излучение электронов высокой энергии даёт совершенно иное дозное распределение (рис. 7.1, *г*). В частности, при энергии электронов 25 МэВ максимум дозы от тормозного излучения приходится на глубину 4...6 см, и практически нет опасности лучевого повреждения кожи и окружающих здоровых тканей. Следовательно, тормозное излучение высокой энергии предпочтительно при лечении глубоко расположенных опухолей. Однако недостатком его является сравнительно медленный спад дозы за макси-

мумом, в связи с чем ткани, расположенные за опухолью, получают также довольно большую дозу облучения.

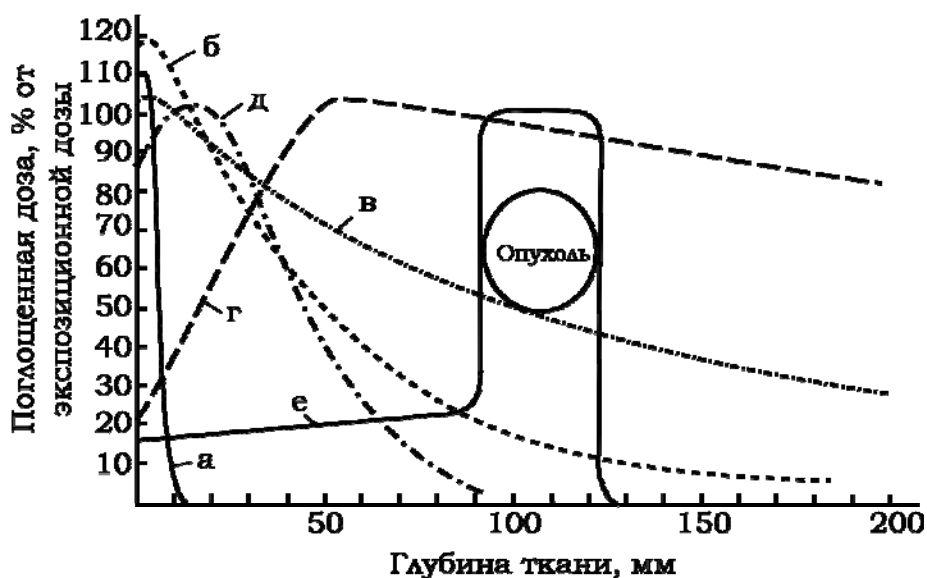


Рис. 7.1. Распределение поглощенной энергии излучения в тканях при воздействии разных типов излучения: а – рентгеновское излучение, генерируемое при напряжении 30 кВ; б – рентгеновское излучение, генерируемое при напряжении 200 кВ; в – γ -излучение ^{60}Co (энергия γ -квантов 1,17 МэВ); г – тормозное излучение бетатрона с энергией электронов 25 МэВ; д – быстрые электроны с энергией 30 МэВ; е – протоны с энергией 160 МэВ

Электронные пучки с энергиями в десятки мегаэлектронвольт создают дозные кривые с максимумом на глубине нескольких сантиметров (рис. 2.1, д), после чего доза быстро снижается. Следует отметить, что, в отличие от жёсткого тормозного и γ -излучения, которые поглощаются в лёгких и костных тканях почти одинаково, электроны в костной ткани имеют заметно меньшие пробеги, чем в мягких. Пучок электронов выгодно использовать для облучения неглубоко лежащих очагов патологии.

У протонов и α -частиц величина дозы сначала невелика и почти постоянна, а в конце пробега она резко возрастает (рис. 7.1, е). Данный максимум позволяет подвести высокую дозу к облучаемому очагу без существенного облучения окружающих здоровых тканей. Длина пробега протонов с энергией 100...150 МэВ составляет 10...15 см.

Пучки нейтронов с энергиями 10...15 МэВ дают дозное распределение, сходное с таковым при рентгеновском излучении – дозный максимум находится на поверхности тела (рис. 7.2).

В последние годы особенно интенсивно развивается лучевая терапия открытыми источниками радионуклидов, которая является эффективным

средством как самостоятельного, так и комбинированного лечения больных. Радионуклиды терапевтического назначения особенно эффективны при лечении злокачественных лимфом, рака щитовидной железы, гормонозависимых опухолей, при метастатическом поражении скелета и лимфатической системы, ревматоидных артритах и др. Использование радионуклидов позволяет локализовать лечебную дозу излучения непосредственно в органе-мишени или иногда в поражённых клетках и, соответственно, обеспечить минимальное облучение окружающих здоровых клеток органов и тканей.

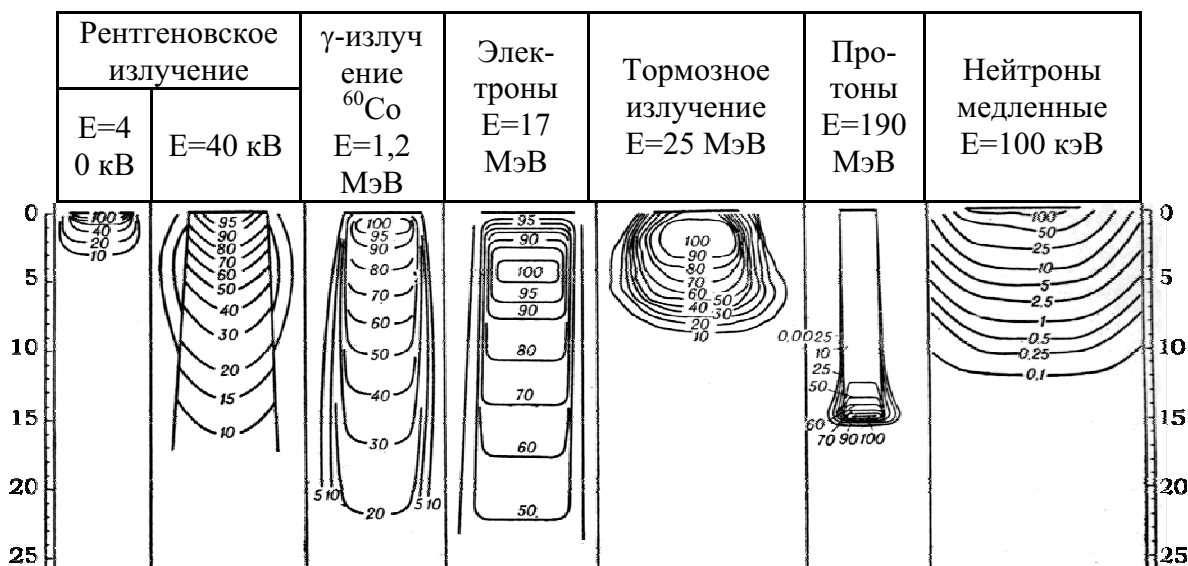


Рис. 7.2. Изодозные кривые для различных видов ионизирующего излучения

В зависимости от локализации и характера патологического процесса для радиотерапии используются:

- β -излучатели с энергиями β -частиц в диапазоне 200...2000 кэВ;
- α -излучатели с высокой линейной потерей энергии ~ 100 кэВ/мкм и коротким пробегом 50...100 мкм;
- радионуклиды, распадающиеся электронным захватом (ЭЗ), внутренней электронной конверсией (ВЭК), испусканием электронно-позитронных пар (ИП).

Таблица 7.1

Радионуклиды для терапии открытыми источниками

Радионуклид	$T_{1/2}$	Тип распада	Средняя энергия β -излучения и энергии наиболее интенсивных α - и γ -излучений, кэВ
1	2	3	4
P^{32}	14,3 сут	β^-	695,2
Sc^{47}	3,4 сут	β^-	162,5; γ 159,4

Окончание табл. 7.1

1	2	3	4
Cu ⁶⁷	61,8 ч	β^-	147,5; γ 184,6
Br ⁷⁷	56 ч	$\Xi\Xi; \beta^+$	γ 239; 521
Y ⁸⁶	14,7 ч	$\Xi\Xi; \beta^+$	γ 1077; 628
Y ⁸⁸	106,6 сут	$\Xi\Xi; \beta^+$	γ 1836; 898
Y ⁹⁰	64,3 ч	β^-	928
Y ⁹¹	58,5 сут	β^-	606,6
Sr ⁸⁹	50,6 сут	β^-	583
Ru ⁹⁷	2,9 сут	$\Xi\Xi$	γ 216; 325
Pd ¹⁰³	17 сут	$\Xi\Xi$	γ 357,5
Ag ¹¹¹	7,5 сут	β^-	358
In ¹¹¹	2,8 сут	$\Xi\Xi$	γ 171,3; 245,4
Cd ¹¹⁵	53,5 ч	β^-	324,5; γ 336,3
Sn ^{117m}	13,6 сут	ИП	γ 158,6
I ¹²⁴	4,2 сут	$\Xi\Xi; \beta^+$	γ 602,7; 1691
I ¹²⁵	60 сут	$\Xi\Xi$	γ 35,5
I ¹³¹	8,1 сут	β^-	191,4; γ 364,5
Tb ¹⁴⁹	4,2 ч	$\Xi\Xi; \beta^+; \alpha$	α 3967; γ 165; 362,3
Sm ¹⁵³	46,7 ч	β^-	223,2; γ 103,2
Gd ¹⁵⁹	18,6 ч	β^-	254; γ 363,3
Ho ¹⁶⁶	26,8 ч	β^-	668; γ 80,6
Er ¹⁶⁹	9,4 сут	β^-	99,1
Tm ¹⁷⁰	128,6 сут	β^-	315,5; γ 84,3
Yb ¹⁷⁵	4,2 сут	β^-	142; γ 396,3
Lu ¹⁷⁷	6,7 сут	β^-	136,8; γ 288,4
Re ¹⁸⁶	90,6 сут	$\beta^-; \Xi\Xi$	342; γ 137,2
Re ¹⁸⁸	16,9 ч	β^-	763,9; γ 155
Ir ¹⁹²	74,1 сут	$\beta^-; \Xi\Xi$	186,5; γ 316,5
Ir ¹⁹⁴	19,2 ч	β^-	812,6; γ 328,4
Au ¹⁹⁸	2,7 сут	β^-	314,8; γ 411,8
Au ¹⁹⁹	3,1 сут	β^-	87; γ 158,4
Bi ²¹²	60,6 мин	$\beta^-; \alpha$	655; α 6054; γ 727,3
Bi ²¹³	45,7 мин	$\beta^-; \alpha$	431,5; α 5870; γ 439,7
At ²¹¹	7,2 ч	α	α 5870; γ 68,7
Ac ²²⁵	10 сут	α	α 5830
Es ²⁵³	20,5 сут	α	α 6633
Fm ²⁵⁵	20,1 ч	α	α 7024; γ 80,9

Среди более 30 радионуклидов, представленных в табл. 7.1, наибольшее распространение в 1960–1970-е гг. получили методики лечения P^{32} , Au^{198} , I^{131} , Y^{90} . К настоящему времени перечень нуклидов, используемых с лечебной целью, значительно расширился, в частности, широко применяются Sr^{89} , Sm^{153} , Re^{186} , Re^{188} .

7.2. Радиометрическая диагностика

Радиометрическая диагностика основана на регистрации излучения радионуклидов и их соединений, введённых в организм или образцы биологических сред организма.

Радиометрия (п. 8.2.1) позволяет изучать распределение, перемещение, превращение и выведение радиофармацевтических препаратов из организма. Используемые для радиоизотопной диагностики количества радионуклидов получили наименование *индикаторных количеств*; они не нарушают нормального течения физиологических и биохимических процессов. Стабильные и радиоактивные изотопы одних и тех же элементов тождественны по своим химическим свойствам, их поведение в организме одинаково. Следовательно, изучение судьбы радиоактивных индикаторов позволяет судить о судьбе соответствующих изотопов. Химические соединения, в которых часть стабильных атомов заменена радиоактивными, называют *мечеными соединениями*.

Радиоизотопные диагностические препараты по их назначению можно разделить на четыре группы.

1. Препараты для определения объёма исследуемой жидкой среды. После введения точно дозированного количества радио-фармацевтического препарата берут пробы биологических субстратов и определяют их радиоактивность. Отношение радиоактивности полученной пробы к величине активности введенного препарата позволяет установить, например, объём циркулирующей в организме плазмы крови или количество воды в теле человека.
2. Препараты для определения динамики включения, перемещения и выведения химических соединений, участвующих в биохимических процессах. С этой целью после введения радиофармацевтического препарата производят повторные или непрерывные измерения радиоактивности всего тела или его части. Подобным способом устанавливают сроки накопления и выведения меченых соединений или скорость прохождения их по системам организма. Посредством исследований такого типа судят о движении крови по камерам сердца и сосудам, о количестве йода в организме, о некоторых функциях печени, почек и т. п.
3. Препараты для обнаружения очагов патологии в организме. После введения меченых соединений на специальных радиодиагностиче-

ских приборах получают γ -топограммы, отражающие положение, величину и форму органов, содержащих радиоактивные изотопы. Гамма-топограммы дают возможность обнаруживать патологические очаги, в которых радиофармацевтический препарат не накапливается («холодный очаг») или, наоборот, накапливается больше, чем в окружающих тканях («горячий очаг»).

4. Препараты для оценки гормональной активности организма, а также исследования биохимических показателей. С этой целью изучается взаимодействие меченых соединений с составными частями биологических сред организма (кровь, моча, слюна, и пр.) в пробирке, т. е. без введения радиоактивных веществ в организм (*in vitro*).

В связи с разнообразными задачами радиоизотопных исследований разработано большое количество оригинальных радиометрических методик, специальная радиодиагностическая аппаратура и набор радиофармацевтических препаратов. Для радиодиагностических исследований выбирают изотопы и соединения с малым эффективным периодом полувыведения $T_{эф}$, что обеспечивает безвредность препарата. $T_{эф}$ – *эффективный период полувыведения* – время, в течение которого активность введённого препарата уменьшается вдвое, за счёт радиоактивного распада и биологического выведения:

$$T_{эф} = T \cdot T_б / (T + T_б), \quad (7.1)$$

где T – период полураспада; $T_б$ – период биологического полувыведения – время, в течение которого, за счёт биологических процессов, из живого организма выводится примерно половина радиоактивного вещества. Значения периода полураспада T и периода биологического выведения $T_б$ некоторых радионуклидов при воздействии их излучения на критический орган приведены в табл. 7.2.

Наиболее приемлемы радиофармацевтические препараты, содержащие радионуклиды с периодом полураспада от 6...24 ч до 10...30 дней. За этот срок не происходит значительного облучения тканей и вместе с тем можно изучить физиологические функции организма.

Очень важным является следующее требование: препарат должен испускать такие частицы, которые удобно регистрировать с помощью современной аппаратуры. Например, α -радиоактивные нуклиды не пригодны для диагностических исследований из-за малого пробега α -частиц в тканях.

Для обнаружения β -излучающих нуклидов ввиду небольшой проникающей способности β -частиц (в тканях – несколько миллиметров) необходимо максимально приблизить детектор к исследуемому органу. Это возможно по отношению к патологическим образованиям, расположенным на поверхности тела, а также в некоторых полостях (пище-

вод, тело матки и т. п.), когда к ним удаётся подвести маленький детектор излучения, вмонтированный в зонд.

Таблица 7.2

Период полураспада T , период биологического выведения T_6 некоторых радионуклидов при воздействии их излучения на критический орган

Радионуклид	Критический орган и его масса	T , сут	T_6 , сут
K_{19}^{40}	Всё тело (70 кг)	$4,67 \cdot 10^{11}$	58
	Мышечная ткань, 28 кг		58
Co_{27}^{60}	Всё тело	$1,9 \cdot 10^3$	9,5
	Печень, 1,8 кг		9,5
Sr_{38}^{90}	Костная ткань, 7 кг	10^4	$1,8 \cdot 10^4$
	Всё тело		$1,8 \cdot 10^4$
Y_{39}^{90}	Костная ткань	2,67	$1,8 \cdot 10^4$
	Всё тело		$1,8 \cdot 10^4$
J_{53}^{131}	Всё тело	8,04	138
	Щитовидная железа, 20 г		138
Cs_{55}^{137}	Всё тело, мышечная ткань:	$1,1 \cdot 10^4$	
	Взрослый человек		70
	Подросток		45
	Новорожденный		10
Au_{79}^{198}	Всё тело	2,7	120
Pu_{94}^{239}	Всё тело, лёгкие, почки	$8,9 \cdot 10^6$	$6,5 \cdot 10^4$
	Костная ткань		$7,3 \cdot 10^4$
U_{92}^{238}	Всё тело, лёгкие, почки	$1,6 \cdot 10^{12}$	3300
	Кости		300

Наибольшее применение получили γ -излучающие нуклиды. Такой радионуклид, находясь в организме, является постоянным источником излучения; γ -излучение частично поглощается в тканях, а частично проникает наружу и может быть зарегистрировано с помощью радиометрических установок.

Разумеется, для радиоизотопных исследований, проводимых *in vitro*, указанные требования не имеют значения, поскольку радиоактивные вещества при этом не вводятся в организм.

Широкое распространение в радиоизотопной диагностике получили различные соединения Tc^{99m} (распознавание опухолей головного мозга, изучение центральной и периферической гемодинамики, исследование

щитовидной железы, костной системы и др.); I^{131} , I^{132} и их соединения (исследования йодного обмена, функции печени, почек); Cr^{51} в гематологии, Na^{24} , K^{42} , Rb^{86} , Bt^{82} для изучения водно-солевого обмена; коллоидные растворы и макроагрегаты Tc^{99m} , Au^{198} , I^{131} , In^{111} и др. (исследование лёгких, печени, головного мозга); газообразные радионуклиды He^{133} , Kr^{75} и др. (исследование функции лёгких, центральной и периферической гемодинамики, уровня блокады субарахноидального пространства спинного мозга); соединения, меченые Se^{75} и P^{32} , в онкологии и т. д.

Таблица 7.3

Радионуклиды, используемые в диагностических целях

Радио- нуклид	T	Энер- гия γ -излу- чения, кэВ	Радио- нуклид	T	Энер- гия γ -излу- чения, кэВ	Радио- нуклид	T	Энер- гия γ -излу- чения, кэВ
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Be^7	53,2 сут	478	Kr^{81m}	13 с	190	Cs^{128}	3,6 мин	441
Mg^{28}	21,1 ч	401	Kr^{85m}	4,5 ч	151	Cs^{129}	32,1 ч	372
Al^{28}	2,2 мин	1779	Rb^{81}	4,6 ч	190	Ba^{133m}	38,9 ч	276
Cl^{38}	37,2 мин	1642	Sr^{85}	64,8 сут	514	Ba^{137m}	2,6 мин	662
K^{43}	22,6 ч	373	Sr^{87m}	2,8 ч	388	La^{134}	6,5 мин	605
Sc^{47}	3,4 сут	159	Y^{89m}	16,1 с	909	Ce^{139}	138 сут	166
Cr^{51}	27,7 сут	320	Nb^{90m}	18,8 с	122	Pr^{140}	3,4 мин	307
Mn^{54}	312,2 сут	835	Tc^{95}	20 ч	766	Pr^{144}	17,3 мин	697
Fe^{52}	8,3 ч	169	Tc^{97m}	89 сут	96,5	Dy^{157}	8,1 ч	326
Fe^{59}	44,5 сут	1099	Tc^{99m}	6 ч	141	Tm^{167}	9,3 сут	208
Co^{55}	17,5 ч	477	Ru^{97}	2,9 сут	216	Yb^{169}	32 сут	63
Co^{57}	272 сут	122	Rh^{109m}	56 мин	40	Lu^{172}	6,7 сут	1094
Cu^{62}	9,7 мин	1173	Ag^{109m}	39,6 с	88	Ta^{178}	9,3 мин	93
Cu^{64}	12,7 ч	1346	In^{111}	2,8 сут	171	W^{183m}	5,2 с	108
Cu^{67}	61,8 ч	185	In^{113m}	99,5 мин	392	Ir^{191m}	4,9 с	129
Zn^{62}	9,3 ч	597	In^{115m}	4,5 ч	336	Pt^{195m}	4 сут	130
Zn^{69m}	13,9 ч	439	Sn^{117m}	13,6 сут	159	Au^{195m}	30,5 с	262
Ga^{66}	9,4 ч	1039	Sb^{117}	2,8 ч	159	Au^{197m}	7,8 с	279
Ga^{67}	61,8 ч	185	Sb^{118}	3,6 мин	1230	Au^{198}	2,7 сут	412
As^{72}	26 ч	834	Te^{121}	16,8 сут	573	Hg^{197}	64,1 ч	77
As^{74}	17,8 сут	596	Te^{123m}	119,7 сут	159	Hg^{197m}	23,8 ч	134

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Se ⁷²	8,4 сут	46	I ¹²³	13,3 ч	159	Hg ²⁰³	46,7 сут	279
Se ⁷³	7,2 ч	361	I ¹³¹	8,1 сут	365	Tl ¹⁹⁹	7,4 ч	455
Se ⁷⁵	120 сут	136	I ¹³²	2,3 ч	668	Tl ²⁰¹	72,9 ч	167
Se ^{77m}	17,4 с	162	Xe ¹²⁷	36,4 сут	203	Pb ²⁰³	52 ч	279
Br ⁷⁷	56 ч	239	Xe ^{127m}	70 с	125	Bi ²⁰⁴	11,2 ч	6687
Kr ^{79m}	50 с	130	Xe ¹³³	5,3 сут	81	Bi ²⁰⁶	6,2 сут	203

В табл. 7.3 представлен перечень радионуклидов, используемых в диагностических целях. Однако большинство из них не обладают оптимальными ядерно-физическими характеристиками. В результате в последние годы стали широко внедряться томографические методы исследования, в которых также используются радионуклиды. Это *эмиссионная компьютерная томография*, в которой применяются γ -излучатели с энергией 100...200 кэВ и периодом полураспада от нескольких минут до нескольких часов, и *позитронная-эмиссионная томография* на β^+ -излучателях с периодом полураспада от нескольких секунд до нескольких часов.

7.3. Позитронная эмиссионная томография

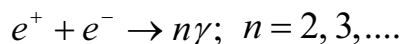
Высокая заболеваемость и серьезные диагностические трудности при обследовании пациента с тяжёлыми трудноизлечимыми заболеваниями мозга, сердца и органов брюшной полости, таких как ишемическое поражение мозга, внутрочерепное кровоизлияние, наследственные заболевания нервной системы, паркинсонизм, деменция, опухоли мозга, лейкоэнцефалиты и лейкодистрофия, ишемические поражения органов брюшной полости, потребовали новых подходов к диагностике и оценке эффективности лечения данных заболеваний.

Наиболее информативным методом исследования, позволяющим оценить, с одной стороны, изменения гемодинамики, а, с другой, – разнообразные изменения метаболизма в изучаемых органах, является в настоящее время *позитронная эмиссионная томография (ПЭТ)*. Метод получил широкое распространение в мире, и в настоящее время появилась возможность его рутинного применения в обычной клинической практике.

Суть метода ПЭТ состоит в том, что химическое соединение с известной биологической активностью метится радионуклидом, который распадается с испусканием позитрона, и тем или иным образом вводится в организм человека. Испускаемый радионуклидом позитрон за время около 10^{-10} с практически полностью термализуется в объёме радиусом 2 мм и аннигилирует примерно за $0,5 \cdot 10^{-10}$ с в квазисвободных соударениях с од-

ним из электронов среды. При этом доля позитронов, проаннигилировавших без потери энергии, невелика и не превышает 3...5 %.

В результате аннигиляции возможно появление различного числа γ -квантов:



Однако наиболее вероятной является двухквантовая аннигиляция. Образовавшиеся при аннигиляции позитрона с электроном два γ -кванта имеют энергию около 0,5 МэВ каждый. Угол разлёта γ -квантов оказывается близким к 180° .

Образовавшиеся γ -кванты проходят сквозь окружающие ткани и регистрируются кольцевой системой детекторов, включенных по схеме совпадений и позволяющих фиксировать факт совпадения по линии, соединяющей два детектора. По каждой из таких линий с известными координатами набирается далее «лучевая сумма», представляющая собой проекцию двумерного распределения радионуклида на данное направление и являющаяся, по существу, оценкой его линейного интеграла по данному направлению. Располагая такими оценками по всем выбранным направлениям, можно восстановить искомое распределение радионуклида. Принцип восстановления основывается на том, что любой объект может быть достаточно точно воспроизведен из определённого набора проекций, взятых под разными углами.

С помощью персонального компьютера пространственное распределение радионуклида внутри исследуемого объекта воспроизводится на экране дисплея. Изображения регистрируются через определённый промежуток времени после введения химического соединения, меченого радиоактивным изотопом, и могут быть закодированы в цвете, чтобы показать различие в уровне активности от точки к точке. Соответствующая интерпретация изображений, полученных методом ПЭТ, даёт возможность осуществить оценку многих биохимических процессов, играющих важную роль в функционировании наблюдаемого органа, не нарушая целостности организма.

Помимо точного определения локализации меченого химического соединения, введённого в организм, ПЭТ имеет ещё одно важное преимущество перед другими методами радионуклидной диагностики. В качестве меченых атомов используются радионуклиды биологически значимых химических элементов. Биологические системы состоят в основном из соединений углерода, азота, кислорода и водорода. Первые три элемента имеют короткоживущие радионуклиды – C^{11} , N^{13} , O^{15} с периодом полураспада 20; 10; 2 мин соответственно. Водород не имеет изотопов, испускающих позитроны. Однако воду для исследования методом ПЭТ можно

метить O^{15} . Кроме того, химическая связь С- F аналогична связи С- H в молекулах органических соединений, поэтому в методе ПЭТ используются также соединения, меченые F^{18} (позитрон-излучающий радионуклид с периодом полураспада 110 мин) (табл. 7.4). В приведённой таблице выделены наиболее часто используемые радионуклиды.

Таблица 7.4

Радионуклиды – излучатели позитронов

Радионуклид	T	Радионуклид	T	Радионуклид	T
C^{11}	20,4 мин	Mn^{51}	46,2 мин	Kr^{77}	74,7 мин
N^{13}	9,96 мин	Mn^{52m}	21,1 мин	Rb^{82}	1,3 мин
O^{14}	70,8 с	Fe^{52}	8,3 ч	Zr^{87}	1,6 ч
O^{15}	2,03 мин	Cu^{60}	23,1 мин	Zr^{89}	78,43 ч
F^{18}	109,8 мин	Cu^{61}	3,4 ч	Tc^{92}	4,44 мин
Ne^{19}	17,2 с	Cu^{62}	9,8 мин	Tc^{93}	2,75 ч
P^{30}	2,5 мин	Cu^{64}	12,7 ч	Tc^{94m}	52 мин
Cl^{34m}	32 мин	Zn^{63}	38,1 мин	In^{110}	69 мин
K^{38}	7,6 мин	Ga^{68}	68 мин	I^{120}	81 мин
Tl^{45}	3,08 ч	Br^{75}	98 мин	I^{122}	3,6 мин
Cr^{49}	42 мин	Br^{76}	16,2 ч	I^{124}	4,15 сут

Использование короткоживущих позитрон-излучающих нуклидов потребовало создания специальных ПЭТ-центров, в которых, наряду с позитронным эмиссионным томографом, имеется лаборатория синтеза радионуклидных соединений.

Технологический процесс функционирования ПЭТ-центра в общем виде включает следующие операции:

- подготовка исходных нерадиоактивных веществ (мишенных веществ);
- подготовка мишенного устройства;
- облучение мишеней на циклотроне;
- подача облучённого вещества из зоны облучения в зону переработки;
- выделение ультракороткоживущих радионуклидов и синтез меченых соединений;
- контроль качества препаратов;
- инъекция препарата пациенту и набор информации;
- математическая обработка полученной информации;
- изучение томограмм и постановка диагноза.

7.4. ЯМР-диагностика в медицине

Работы по освоению методов ядерного магнитного резонанса (ЯМР) (см. п. 2.6.4) в медицине развиваются на основе трёх методических подходов: измерения времени релаксации ЯМР-сигнала в аналитических образцах (ткани, кровь и т. п.), ЯМР-томографии и ЯМР-спектроскопии локализованных областей живого организма. Продемонстрирована высокая информативность ЯМР как при массовых обследованиях, так и при тщательном исследовании динамики заболевания отдельного человека.

Показано, что при заболевании головного и спинного мозга, суставов, поджелудочной железы, печени, почек ЯМР-томография имеет преимущества перед рентгеновской вычислительной томографией. Достигнуты хорошие результаты при стробоскопическом ЯМР-томографировании бьющегося сердца (с синхронизацией от кардиограммы или пульса).

Особую важность для медицины имеет практическая безвредность ЯМР для организма. Это позволяет проводить исследование столь часто, насколько это необходимо, вплоть до непрерывного наблюдения за данным органом, сосудом, суставом и т. п.

Локальный ЯМР C^{13} и P^{31} сердечной мышцы обеспечивает контроль за биохимическими процессами, протекающими в данной точке. Это позволяет контролировать эффективность лечения ишемии и инфарктов, открывает пути к созданию тонких методов изучения важнейших для жизнедеятельности процессов.

Сложность и разнообразие морфологических проявлений рака препятствует применению какого-либо одного ЯМР-параметра (время релаксации ЯМР-сигнала и т. п.) для однозначной характеристики заболевания. Однако использование такого параметра может оказаться ценным добавлением к другим методам диагностики.

Весьма благоприятны возможности применения ЯМР-томографии и локальной ЯМР-спектроскопии в акушерстве и гинекологии: сочетание высокого пространственного разрешения, физического «окрашивания» изображения и отсутствия вреда позволило уже в первых экспериментах получить уникальные по информативности данные.

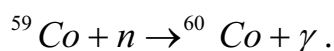
Темпы развития аппаратуры и методов, а также масштабы применений магнитного резонанса в медицине, биологии и физиологии быстро увеличиваются. По планам органов здравоохранения многих стран намечено массовое применение ЯМР для профилактики заболеваний (диспансерные осмотры), установки или уточнения диагноза, выбора оптимального плана хирургического вмешательства, контроля эффективности терапевтических воздействий, научных исследований и т. д. По мере реализации этих планов здоровье каждого человека может оказаться под защитой ЯМР-методов.

7.5. Способы производства радионуклидов для ядерной медицины и области их применения

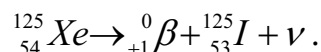
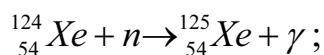
В настоящее время более половины (~ 53 %) номенклатуры радионуклидов получают при облучении специальных мишеней в ядерных реакторах. Некоторая доля образующихся в реакции деления нейтронов превращает стабильные изотопы в радиоактивные нуклиды, которые методами «мокрой» радиохимии выделяются из мишени.

Для получения радионуклидов в ядерном реакторе практическое значение имеют следующие ядерные реакции:

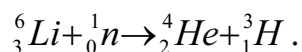
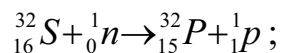
1. Радиационный захват нейтрона (n, γ). Известным примером такой реакции является активация кобальта:



2. Радиационный захват нейтрона (n, γ) с последующим распадом промежуточного ядра (обычно β^- -распад) в целевой радионуклид. Примером такой схемы является накопление I^{125} при облучении Xe^{124} :



3. Ядерные реакции с вылетом после поглощения нейтрона заряженных частиц, например, (n, p) или (n, α):



В отличие от (n, γ) такие реакции имеют, как правило, пороговый характер, т. е. осуществляются нейтронами, энергия которых выше определённого энергетического порога.

4. Неупругое рассеяние нейтронов (n, n'). Примером является образование возбуждённого метастабильного радиоактивного ядра $\text{Sn}^{117\text{m}}$ при облучении стабильного Sn^{117} . Такая реакция также является пороговой.
5. Ядерная реакция деления (n, f) с образованием большого числа радиоактивных ядер-осколков деления, которые после радиоактивного выделения могут быть использованы в технике или медицине. Основными из них являются Sr^{90} , Mo^{99} , I^{133} и Cs^{137} . Так, широко используемый для медицинской диагностики ${}^{99}\text{Mo}$ производится в настоящее время в количестве порядка 3000 Ки в неделю. Радионуклид Cs^{137} применяется при изготовлении закрытых источников γ -излучения для промышленности и медицины.

Технологии выделения нужного радионуклида из высокоактивной мишени сложны технически и экологически небезопасны. Кроме того,

по разным причинам, диагностические и терапевтические цели ядерной медицины не могут быть достигнуты только за счёт применения радионуклидов, получаемых на ядерных реакторах. Потребовались другие радионуклиды, при выборе которых оказалось, что необходимыми ядерно-физическими, химическими и биологическими свойствами обладают, главным образом, нейтрон-дефицитные радионуклиды, которые можно получить, в основном, на ускорителях заряженных частиц.

В последние годы исследуются возможности наработки изотопов медицинского и биофизического назначения в фотоядерных реакциях с использованием тормозного излучения мощных линейных ускорителей электронов. Подобные исследования проводятся, например, в Харьковском физико-техническом институте, где произведена опытная наработка Tc^{99m} и Co^{57} . Показано, что на мощных линейных ускорителях электронов с помощью реакций (γ, n) , (γ, p) , (γ, np) , $(\gamma, 2n)$ без загрязнения окружающей среды целесообразно производить изотопы для позитронной эмиссионной томографии (C^{11} , N^{13} , O^{15} , F^{18}), а также изотопы для внутриядерного облучения клеток опухоли Оже-электронами (Rh^{103m} , Sb^{119}). Известно, что эффективность действия Оже-электронов в ядре клетки в сотни раз больше, чем при внешнем облучении электронами или γ -квантами со значительной энергией. Для использования этих изотопов интенсивно создаются носители, которые позволят транспортировать их в ядро клетки.

В настоящее время на ускорителях производится $\sim 38\%$ радионуклидов. По оценкам специалистов, для фундаментальной и практической медицины расходуется более $\sim 50\%$ годового производства радионуклидов в виде радиоактивных источников излучения и радиофармпрепаратов.

Процесс получения радионуклидов состоит из приготовления мишени, облучения, выделения и очистки целевого радионуклида. Для каждой из этих стадий необходимо подобрать соответствующие условия. Нужно определить подходящий нуклидный состав (природный или обогащённый) мишени, физико-химическое состояние мишени, её толщину и размеры. Необходимо выбрать величину энергии облучающих частиц, а также продолжительность облучения. На протяжении всего процесса получения радионуклида следует сосредоточить внимание на том, чтобы не снизить его относительную активность за счёт микропримесей нерадиоактивных нуклидов.

На рис. 7.3 представлена схема полного технологического цикла получения на ускорителях радионуклидов медицинского назначения и меченых ими фармпрепаратов.

В приложении приведены практически все наиболее часто используемые радионуклиды, получаемые на ускорителях заряженных частиц, некоторые их ядерно-физические данные и ядерные реакции, приводящие к их образованию.

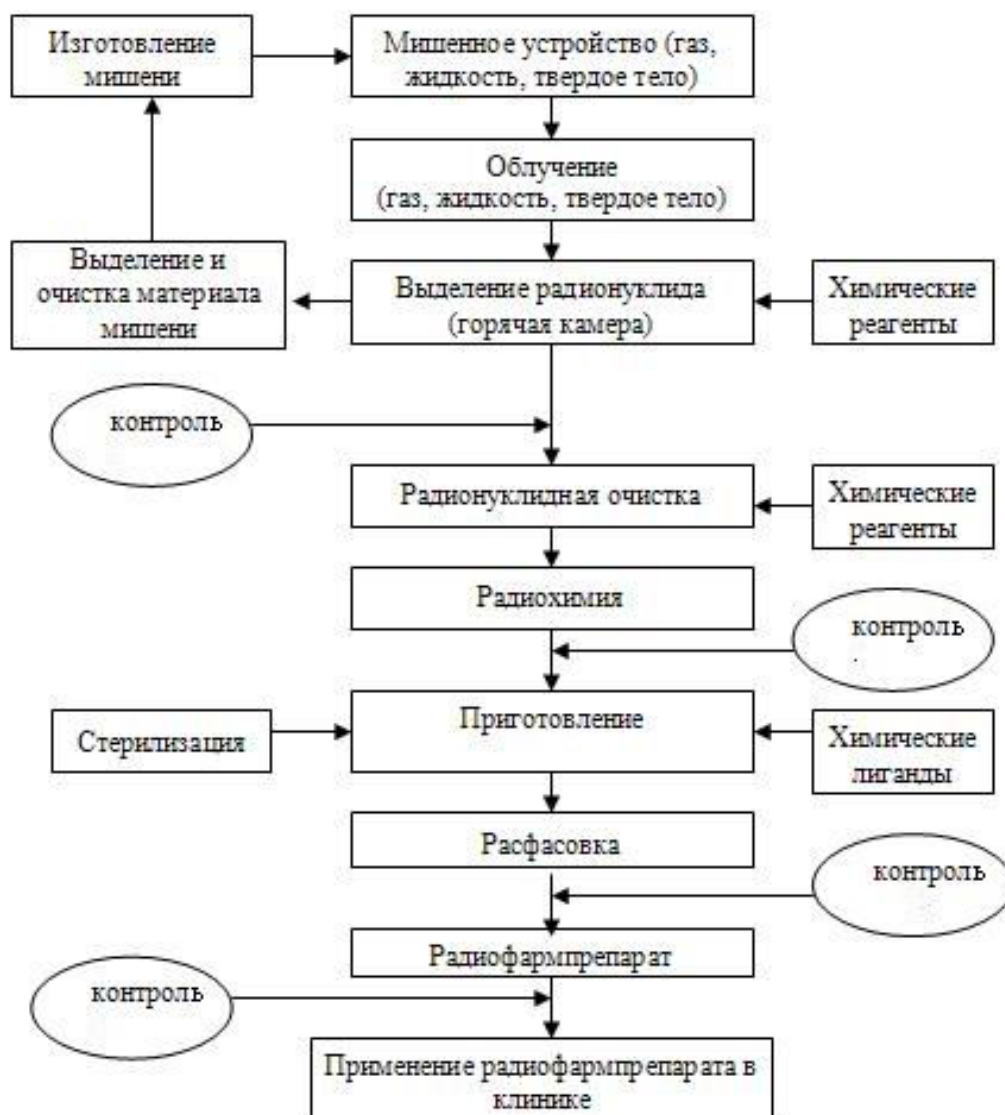


Рис. 7.3. Схема технологического цикла получения радионуклидов на ускорителях

C^{11} , N^{13} , O^{15} и F^{18} , применяемые в ядерной медицине для диагностики методом позитронной эмиссионной томографии, получают обычно на компактных, специально разработанных циклотронах, установленных в клиниках.

Mn^{52} , Fe^{52} и Ni^{57} в микроколичествах играют важную роль в биологии, поэтому применяются в этой области в качестве индикаторов состояния органов или организма в целом.

Ga^{67} , Jn^{111} , J^{123} и Tl^{201} в больших количествах регулярно получают по отработанным технологиям на предприятиях-изготовителях медицинских радионуклидов и поставляют многочисленным медицинским учреждениям для диагностических целей. Качество этих радионуклидов строго контролируется.

Se^{73} , Br^{77} и J^{123} можно вводить в органические молекулы, и поэтому они весьма эффективны при использовании в качестве радионуклидных индикаторов для исследования в области естествознания.

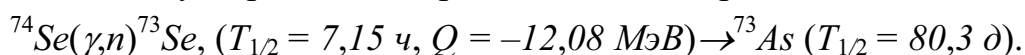
Rb^{81} – материнский радионуклид (13с, испускание пар (ИП), γ), который применяется, как правило, для диагностики кровотока.

Pb^{203} также применяется для диагностических целей в ядерной медицине.

At^{211} – α -излучатель, являющийся безопасным и эффективным для терапии.

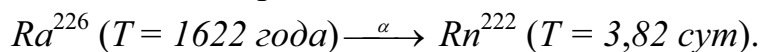
Bi^{213} – α -излучатель, который в последние годы проходит клинические испытания как эффективный радионуклид для терапии при острой и хронической лейкемии.

Производство As^{73} важно при лечении метастазов в костях. В отличие от других изотопов, которые используются для этой цели, As^{73} в процессе радиационной терапии не повреждает костный мозг. As^{73} может также использоваться при брахитерапии. Его положительные свойства в особенности проявляются при лечении опухолей малого размера. Слой половинного ослабления излучения для As^{73} составляет 1,3 мм, что позволяет его использовать при брахитерапии опухолей размером вплоть до 3...5 мм. Его можно производить на ускорителе электронов с помощью реакции



Существуют радионуклиды (см. приложение 1), которые можно использовать в качестве *генераторов*, позволяющих многократно получать препараты радионуклидов непосредственно на месте их использования путём разделения генетически связанных между собой радионуклидов – материнского и дочернего. Последний (дочерний), как правило, имеет более короткий период полураспада и постоянно образуется (генерируется) из материнского.

Началом истории генерации радионуклидов принято считать время использования естественной пары радий-радон (1920 г.) для получения радиоактивного газа Rn^{222} , применяемого в медицине:



В дальнейшем поиски подобных систем проводились, главным образом, среди искусственных радионуклидов, где имелись более широкие возможности. В 1951 г. на основе Te^{132} был создан генератор J^{132} . К 1965 г. было предложено уже порядка 120 генераторных систем.

Активность дочернего радионуклида, получаемого из генератора, рассчитывается с помощью закона сложного радиоактивного распада:

$$A_2(t) = A_{01} \exp(-\lambda_1 t) [1 - \exp(\lambda_1 - \lambda_2) \tau] \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1), \quad (7.2)$$

где $A_2(t)$ – активность дочернего радионуклида, находящегося в генераторе в данный момент времени t ; A_{01} – начальная активность материнского нуклида в момент зарядки генератора или момент начала отсчёта времени t ; τ – время, прошедшее с момента предыдущего выделения дочернего радионуклида из генератора до момента времени t (предполагается, что при этом дочерний нуклид удаляется полностью); λ_1 и λ_2 – постоянные распада материнского и дочернего нуклидов соответственно.

Обычно метод разделения основывается на том, что дочерний и материнский радионуклиды являются различными химическими элементами. Разделение осуществляется с помощью методов хроматографии, экстракции или сублимации. Большинство коммерческих генераторов радионуклидов хроматографического типа представляют стеклянную, металлическую или пластиковую колонку, помещённую в защитный кожух (см. рис. 7.4). Колонка заполнена сорбентом, содержащим материнский радионуклид. При этом сорбент не должен связывать дочерний радионуклид, который вымывают (элюируют) из генератора, прокачивая специальный раствор (элюент) через колонку с помощью шприца, вакуумированных флаконов или перистальтического насоса.

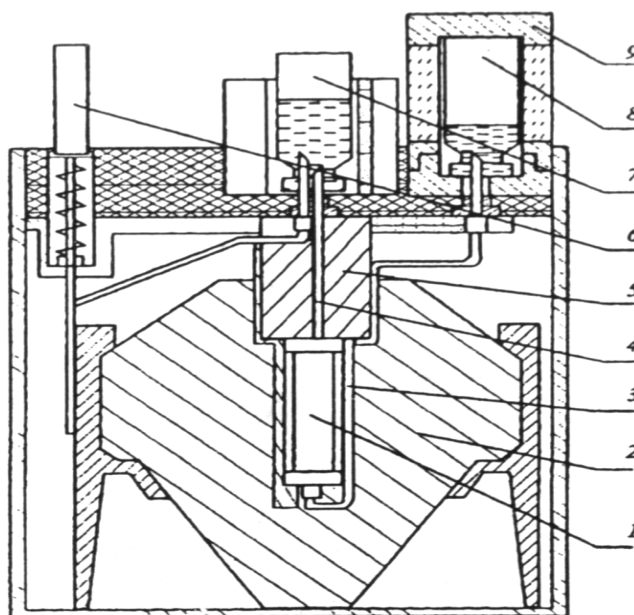


Рис. 7.4. Схема конструкции генератора Tc^{99m} :

- 1 – колонка с материнским радионуклидом; 2 – корпус генератора (радиационная защита); 3 – линия элюата; 4 – линия элюента; 5 – фильтр воздушный; 6 – линия элюента; 7 – флакон (вакуумированный) с элюатом; 8 – колонка с элюатом; 9 – контейнер медицинский (радиационная защита)

В табл. 7.5 представлены генетические пары радионуклидов, наиболее часто используемые в генераторах медицинского назначения.

В современной радионуклидной диагностике ~ 80 % процедур выполняется с препаратами, получаемыми на основе генератора Tc^{99m} .

Таблица 7.5

*Генетические пары радионуклидов,
используемые в генераторах медицинского назначения*

Материнский радионуклид	T	Дочерний радионуклид	T
Mo ⁹⁹	66,02 ч	Tc ^{99m}	6,01 ч
Sn ¹¹³	115,1 сут	In ^{113m}	99,51 мин
Sr ⁹⁰	28,7 года	Y ⁹⁰	64,26 ч
W ¹⁸⁸	60 сут	Re ¹⁸⁸	16,98 ч
Ge ⁶⁸	288 сут	Ga ⁶⁸	68 мин
Sr ⁸²	25 сут	Rb ⁸²	1,25 мин
Rb ⁸¹	4,58 ч	Kr ^{81m}	13 с

7.6. Закон накопления радионуклидов при облучении

Облучение мишеней – важнейший этап производства радионуклидов, при осуществлении которого необходимо использовать оптимальные условия – нуклидный состав мишени, энергию облучающих частиц, время облучения, толщину и размеры мишени.

При выборе оптимальных условий облучения используют закон накопления, описывающий изменение количества радиоактивных ядер определённого сорта в мишени в процессе облучения. Для получения этого закона запишем соответствующее дифференциальное уравнение, которое учитывает рождение данного радионуклида в результате протекания соответствующей ядерной реакции (прибыль) и его радиоактивный распад (убыль) за малый промежуток времени dt :

$$dN = gdt - \lambda Ndt. \quad (7.3)$$

Здесь $N(t)$ – количество ядер данного радионуклида, содержащихся в мишени к моменту времени t (отсчёт времени производится от начала облучения); g – скорость образования радионуклидов, c^{-1} ; λ – постоянная распада радионуклида. Скорость образования радионуклидов g , очевидно, равна числу ядерных реакций соответствующего сорта в секунду:

$$g = \Phi_0 SK^{(i)} = \Phi_0 \sigma_i n, \quad (7.4)$$

где Φ_0 – поток частиц, $cm^{-2}c^{-1}$; S – площадь мишени, cm^2 ; $K^{(i)}$ – доля бомбардирующих мишень частиц, вступивших в реакцию данного сорта, или выход ядерной реакции; σ_i – эффективное сечение реакции, в результате которой образуется радионуклид; n – число ядер в мишени.

Если пренебречь уменьшением числа стабильных ядер мишени, из которых образуются радионуклиды (это достаточно хорошее приближение, так как сечения ядерных реакций невелики), то скорость образования радионуклидов можно считать не зависящей от времени облучения величиной. В таком случае уравнение (7.3) легко проинтегрировать, используя метод вариации произвольной постоянной:

$$N(t) = f(t)e^{-\lambda t}, \quad (7.5)$$

где $f(t)$ – неизвестная функция. Подставляя формулу (7.5) в (7.3) и учитывая, что к началу облучения радионуклидов в мишени не было ($N(0) = 0$), нетрудно получить:

$$N(t) = \frac{\Phi_0 SK^{(i)}}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (7.6)$$

Тогда активность образовавшихся в мишени радионуклидов к моменту времени t , с учётом (7.4), равна:

$$A(t) = \Phi_0 \sigma_i n (1 - e^{-\lambda t}). \quad (7.7)$$

Очевидно, что наиболее быстро количество радиоактивного продукта возрастает в начале облучения при $\lambda t \ll 1$, когда нарастание активности пропорционально длительности облучения:

$$A(t) = \Phi_0 \sigma_i n \lambda t. \quad (7.8)$$

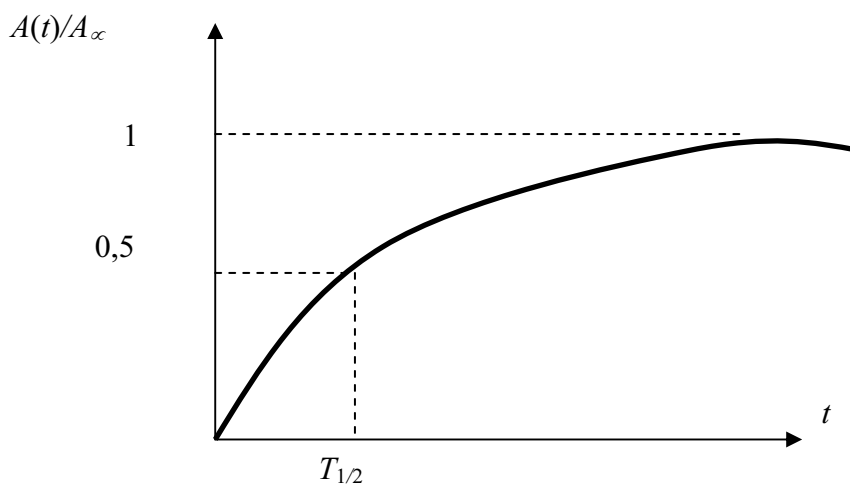


Рис. 7.5. Зависимость активности мишени от времени облучения

Облучение, длительность которого в несколько раз превышает $1/\lambda$, оказывается уже нецелесообразным, так как почти не даёт увеличения активности (активность при больших временах облучения стремится к $A_\infty = \Phi_0 \sigma_i n = \Phi_0 SK^{(i)}$, см. рис. 7.5).

Для нейтронов выход ядерной реакции $K^{(i)}$ в некоторых случаях удаётся рассчитать. Эти частицы в силу своей нейтральности испытывают столкновения только с ядрами, а такие столкновения происходят сравнительно редко. Следовательно, энергию бомбардирующих ядра-мишени нейтронов и, соответственно, эффективные сечения ядерных реакций можно считать постоянными, не зависящими от глубины величинами. В таком случае выход ядерной реакции соответствующего сорта определяется формулами (5.24) и (5.26) для тонкой и толстой мишени соответственно. Напомним, что толстой в данном случае считается мишень, в которой поток бомбардирующих частиц с глубиной мишени уменьшается по экспоненциальному закону.

В результате ионизационных столкновений, энергия заряженной частицы, а, следовательно, и сечение ядерной реакции, изменяются с толщиной мишени. Поэтому для заряженных частиц выход ядерной реакции определяется экспериментально. В опытах используются, как правило, толстые мишени (в том смысле, что толщина мишени больше пробега частиц).

На практике проще измерить активность образовавшегося в мишени радионуклида, и в инженерных расчётах используют экспериментально определяемую величину $K_A^{(i)}$, которую также называют выходом, но смысл у этой величины другой – это активность образовавшихся в реакции (в толстой мишени) радиоактивных ядер, приходящаяся на одну упавшую частицу. Выраженную в микрокюри ($3,7 \cdot 10^4$ 1/с) активность, накапливающуюся в начальной стадии облучения (когда $\lambda t \ll 1$) относят обычно к числу частиц, выраженному в микроамперчасах ($1 \text{ мкА} \cdot \text{ч} = 2,2 \cdot 10^{16}$ частиц с единичным зарядом). При таком способе выражения выход $K^{(i)}$ связан с выходом $K_A^{(i)}$ (для однозарядных бомбардирующих частиц) следующим образом:

$$K^{(i)} = 2,5 \cdot 10^{-12} T \cdot K_A^{(i)}, \quad (7.9)$$

где T – период полураспада радиоактивного продукта реакции, с.

К настоящему времени опубликовано достаточно данных по измеренным выходам ядерных реакций в зависимости от энергии наиболее широко применяемых на ускорителе частиц: протоны, дейтроны, α -частицы и He^3 . Например, в справочнике «Выход радионуклидов в реакциях с протонами, дейтронами, α -частицами и гелием» представлены в виде таблиц выходы радионуклидов при облучении толстых мишеней для 1198 способов получения 371 радионуклида.

Активность радионуклида, накопленного в мишени за время облучения t , удобнее измерить спустя некоторое время τ после окончания облучения. В этом случае формула (7.7) примет вид

$$A(t) = \Phi_0 K^{(i)} (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda \tau}. \quad (7.10)$$

Упражнения и контрольные вопросы

1. Схематически сравните зависимость эффективного сечения от энергии частиц для реакций, вызванных нейтронами и протонами.
2. Почему при электрон-позитронной аннигиляции должны возникать по меньшей мере два γ -кванта? Какой угол образуют между собой направления испускания этих двух γ -квантов, если электрон и позитрон в момент аннигиляции покоились?
3. Позитрон, двигаясь в твёрдом теле, столь быстро тормозится, что обычно до аннигиляции приобретает энергию порядка энергии теплового движения. Почему с большей вероятностью он взаимодействует (аннигилирует) с электроном проводимости в металле, нежели на внутренней оболочке атома?
4. Получите закон накопления радионуклидов в мишени в зависимости от времени облучения. Проанализируйте полученное выражение для случаев: 1) $\lambda t \ll 1$; 2) $\lambda t \gg 1$; постройте его график.
5. Получите формулу (7.9), связывающую выход ядерной реакции $K^{(i)}$ с выходом $K_A^{(i)}$.
6. Получите формулу (7.2), описывающую активность дочернего радионуклида, получаемого из генератора, используя закон сложного радиоактивного распада.
7. Для чего требуется некоторым больным вводить в полость тела прибор, регистрирующий β -частицы?
8. Определите понятие «эффективный период полувыведения препарата» $T_{эф}$. Поясните, почему для диагностических целей используются препараты со средними значениями $T_{эф}$ от нескольких часов до нескольких десятков дней?
9. Дайте краткую характеристику распределения дозы в теле человека при облучении его рентгеновским излучением низкой энергии, γ -излучением Co^{60} , тормозным излучением высокой энергии, быстрыми электронами, пучками протонов и тяжёлых ионов высокой энергии.

Задачи

1. Средняя удельная активность Sr^{90} в костях взрослого человека составляет 7,03 Бк на 1 кг кальция. Вычислите активность Sr^{90} , содержащегося в скелете, если в костях человека, имеющих массу 7 кг, содержится 15 % кальция.
2. Эффективное сечение σ образования изотопа Co^{60} в реакции ${}_0^1n + {}_{27}^{59}\text{Co} \rightarrow {}_{27}^{60}\text{Co} + \gamma$ на тепловых нейтронах составляет 20 барн. В реактор с потоком тепловых нейтронов $2 \cdot 10^{18}$ нейтронов/м²с вне-

- сън тонкий лист Co^{59} весом 0,01 кг, который облучается в течение 100 ч. Сколько при этом образуется ядер Co^{60} ? Чему будет равна активность (в кюри) этого листа? Опишите качественно, как следовало бы изменить метод расчёта, если кобальтовый лист облучался бы в реакторе в течение 1 года. Плотность кобальта – 8900 кг/м^3 , период полураспада Co^{60} – 5,3 года.
3. Закрытый источник Au_{79}^{198} в виде бусинки, используемый для внутритканевой терапии злокачественных новообразований, имеет начальную активность 200 МБк. Определите массу радиоактивного золота в лечебном препарате на момент его изготовления. Во сколько раз снизится его активность после пятидневного хранения, если период полураспада этого изотопа золота равен 2,69 сут?
 4. Определите эффективный период полувыведения Cs^{137} из организма: а) взрослого человека; б) подростка; в) новорожденного.
 5. Для внутритканевой лучевой терапии в центр злокачественной опухоли массой 3 г ввели бусинку с радиоактивным Au^{198} , активность которого равна 111 МБк. Рассчитать поглощенную дозу в опухоли, если лечебный радиоактивный препарат находится в ней 5 мин? 30 мин? Сколько времени должен продолжаться курс лечения, чтобы поглощённая доза в опухоли достигла 10 Гр?
 6. Золотая фольга весом 0,01 г облучается параллельным потоком тепловых нейтронов интенсивностью 10^6 нейтронов/см²с до насыщения. Подсчитайте количество атомов Au_{79}^{198} к концу облучения. Сколько в единицу времени образуется атомов изотопа Au_{79}^{198} в долях от содержания этого изотопа в момент насыщения?
 7. Образец Mn_2O_3 в виде тонкой прессованной плитки весом 100 мг облучался в течение 1 ч параллельным пучком тепловых нейтронов в направлении нормали к плитке. Плотность потока нейтронов составляла $0,94 \cdot 10^6$ нейтронов/см²с. При измерении β -активности полученного радиоактивного препарата на установке, имевшей общую эффективность счёта β -частиц марганца около 5 %, было получено сразу же после облучения 6420 имп/мин. Определите период полураспада изотопа Mn_{25}^{56} .
 8. Определите время, в течение которого следует облучать 1 г P^{31} в потоке тепловых нейтронов реактора $\Phi = 10^{10}$ нейтронов/см²с для получения образца P^{32} , обладающего активностью 0,5 мКи; $\sigma_{n\gamma} = 0,14$ барн.
 9. При облучении алюминиевой мишени нейтронами, энергия которых больше 2,1 МэВ, возможна реакция $\text{Al}_{13}^{27}(n, p)\text{Mg}_{12}^{27} \xrightarrow[T = 10,2 \text{ мин}]{\beta^-} \dots$.

Алюминиевая пластинка площадью $2 \times 5 \text{ см}^2$ и толщиной 1 см облучалась в нормальном к её поверхности пучке нейтронов, поток которых составлял 10^7 нейтронов/см²с (энергия нейтронов больше пороговой). Определите эффективное сечение указанной реакции, если через 20,4 мин после окончания длительного облучения образец обладал β -активностью $1,13 \cdot 10^{-2}$ мКи.

10. Толстая мишень порошка фосфора бомбардируется дейтронами энергии 14 МэВ. В результате (d, γ)-реакции образуется радиоактивный фосфор P^{32} . Определите выход этой реакции, если после облучения мишени при токе дейтронов 25 мка в течение двух часов β -ктивность изотопа P^{32} составляет 14,7 мКи. Распадом радиоактивного фосфора во время облучения можно пренебречь.
11. Удельная активность I^{131} на 1 сентября составила 8 мКи/мл. Сколько миллилитров раствора I^{131} надо дать больному 9 сентября, чтобы в нём содержался препарат активностью 10 мКи?
12. В кровь человека ввели небольшое количество раствора, содержащего Na^{24} активностью $A = 2,1 \cdot 10^3$ Бк. Активность 1 см³ крови, взятой через 5 ч после этого, оказалась равной $A_{y\delta} = 0,28$ Бк. Определите объём крови человека.

Глава 8 ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ТЕХНИКЕ

В данной главе рассмотрены физические основы использования явлений ядерной физики в энергетике, геологии, археологии и других отраслях науки и техники. Основное внимание уделено ядерной энергетике, в частности, рассмотрена физика деления и синтеза ядер, описаны основные типы ядерных реакторов, отмечены проблемы термоядерной реакции синтеза и возможные пути их решения. Рассмотрены ядерно-физические методы анализа, в том числе радиометрия, активационный анализ, ЯМР- и мессбауэровская спектроскопия.

8.1. Ядерная энергетика

8.1.1. Возможные источники ядерной энергии

Высокие энергетические выходы экзоэнергетических ядерных реакций делают заманчивым их использование для получения энергии в макроскопических масштабах. Действительно, если для единичного акта химической реакции (например, обычного горения) характерны энергии в лучшем случае порядка нескольких электронвольт, то для ядерных реакций выделяющаяся энергия больше в среднем на шесть порядков. Однако создание установки для получения ядерной энергии в макроскопических масштабах – дело очень непростое. К настоящему времени известны три типа ядерных реакций, которые могут быть использованы в ядерной энергетике: реакции деления тяжёлых ядер под действием нейтронов, радиоактивный распад ядер и реакция синтеза лёгких ядер. Возможность получения энергии с помощью реакций деления тяжёлых и синтеза лёгких ядер показана в гл. 2. Следует отметить, что в макроскопических масштабах и регулируемом режиме удалось пока получить энергию только с помощью двух первых реакций.

8.1.2. Цепная реакция деления. Ядерные реакторы

Самопроизвольное деление тяжёлых ядер (в том числе большинства трансураниевых), несмотря на энергетическую выгоду такого процесса, протекает крайне медленно. Например, периоды полураспада для спонтанного деления изотопов плутония составляют $\sim 10^{10}$ лет. Медленное протекание спонтанного деления объясняется тем, что в процессе деления

изменяется поверхностная $W_{нов}$ и кулоновская $W_{кул}$ энергии ядра, в результате чего возникает потенциальный барьер, преодоление которого при спонтанном делении возможно только за счёт туннельного эффекта.

Процесс деления существенно ускоряется, если с помощью какой-либо частицы сообщить ядру энергию возбуждения W , превышающую высоту барьера W_f (см. гл. 6). Для этой цели лучше всего подходит нейтрон, после поглощения которого образовавшееся составное ядро имеет достаточно большую энергию возбуждения $W \gtrsim G_n$, где G_n – энергия связи нейтрона в составном ядре.

В каждой реакции деления испускается в среднем 2...3 нейтрона, которые могут быть использованы для деления других ядер. Другими словами, реакцию деления можно осуществлять в самоподдерживающемся или *цепном* режиме.

Протекание цепных реакций в ядерных реакторах зависит от многих факторов, но основными являются следующие: количество нейтронов, испущенных при одном акте деления, распределение этих нейтронов по энергиям и зависимость эффективного сечения реакции деления от энергии нейтронов. Для реакции $n + U^{235}$ среднее число нейтронов близко к 2,5. Распределение нейтронов по энергии показано на рис. 6.3. Полное эффективное сечение захвата σ_t нейтрона ядром U^{235} и эффективное сечение реакции деления σ_f этого ядра изображено на рис. 8.1. Полное эффективное сечение захвата σ_t больше сечения деления σ_f , потому что после захвата нейтрона возможно не только деление, но и упругое рассеяние, и радиационный захват.

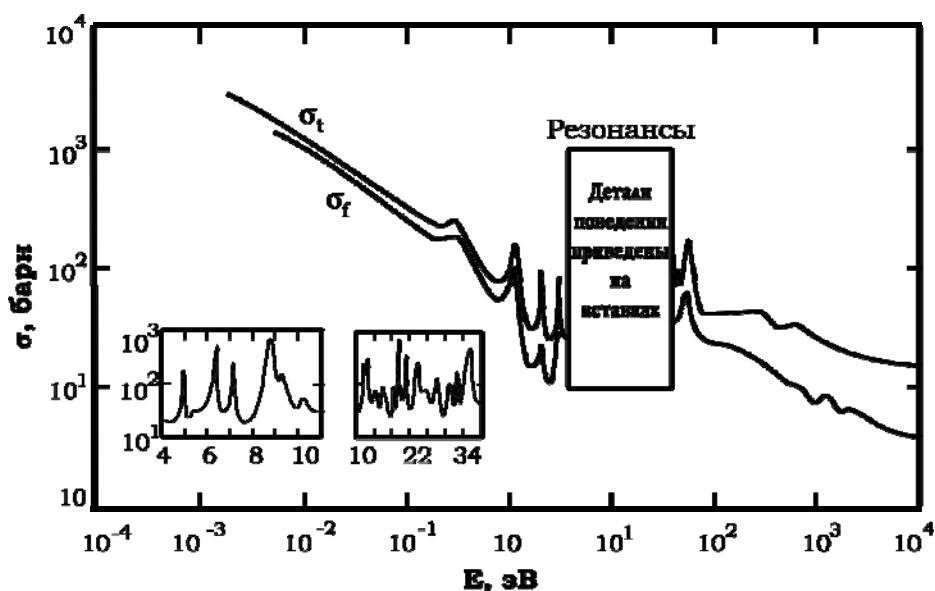
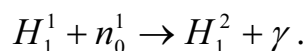


Рис.8.1. Полное сечение захвата σ_t и сечение реакции деления σ_f при рассеянии нейтронов на ядре U^{235} ($1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$)

Энергия, выделяющаяся в реакции деления, преобразуется в тепловую или электрическую в *ядерных реакторах*. Существуют многочисленные конструкции ядерных реакторов, которые различаются по роду исходного расщепляющего материала (топлива), уровню мощности, потокам нейтронов и, наконец, по своим целям. Остановимся на кратком описании принципов и целей работы реакторов трёх типов. Первый из них, предназначенный для экспериментальных целей, имеет большие размеры и малую мощность – в нём используется природный уран. Вторым представляет собой небольшой реактор, использующий *обогащённый* уран, содержащий, по сравнению с естественным ураном, значительно больше изотопа U^{235} и вырабатывающий электроэнергию. Третьим типом является *реактор-размножитель (бридерный реактор)*, который производит больше топлива, чем в него было загружено вначале, а также вырабатывает электроэнергию.

Конструкция ядерных реакторов очень сложна, но необходимым элементом любого реактора является активная зона, в которой происходит реакция деления. В качестве примера рассмотрим процессы, протекающие в активной зоне реактора на природном уране. Природный уран состоит из 99,3 % ^{238}U и 0,7 % ^{235}U . Наиболее эффективно реакция деления идёт на U^{235} под действием тепловых нейтронов (рис. 8.1), в то время как в результате деления возникают преимущественно быстрые нейтроны (рис. 6.3). Следовательно, для таких реакторов необходим *замедлитель* – вещество, ядрам которого передаётся кинетическая энергия быстрых нейтронов преимущественно в результате упругих столкновений. Потери энергии в отдельном столкновении максимальны, когда массы соударяющихся частиц равны, поэтому наилучшим замедлителем являются водородосодержащие вещества, например, вода (H_2O). Однако водород легко захватывает нейтроны с образованием дейтронов:



Дейтроны практически не захватывают нейтроны, и, таким образом, тяжёлая вода (D_2O) является наиболее подходящим замедлителем. В первых реакторах на природном уране, имеющих большие размеры, в качестве замедлителя использовали углерод в виде графита, поскольку графит в необходимых количествах более доступен, чем тяжёлая вода, и, кроме того, C_6^{12} также имеет тоже малое сечение захвата нейтронов.

Последовательность процессов, происходящих в активной зоне реактора на тепловых нейтронах, показана на рис. 8.2. При делении одного ядра U^{235} в среднем появляется ν быстрых нейтронов. Некоторые из них до замедления, вызывают деление ядер, и такие события увеличивают число быстрых нейтронов, что можно учесть, введя коэффициент

ε . Из $\nu\varepsilon$ нейтронов, поступающих в замедлитель, лишь доля p (вероятность избежать резонансного захвата) остаётся в «живых» после замедления до тепловой энергии; остальные нейтроны будут захвачены замедлителем. Из оставшихся $\nu\varepsilon p$ нейтронов лишь часть f (коэффициент «использования» тепловых нейтронов) будет захвачена ураном. Из общего числа $\nu\varepsilon pf$ захваченных нейтронов часть σ_f/σ_t вызывает деление. Таким образом, один акт деления вызывает

$$k = \nu\varepsilon pf \frac{\sigma_f}{\sigma_t} \quad (8.1)$$

вторичных актов деления. Коэффициент k называется *коэффициентом размножения*. Цепная реакция будет иметь место только в том случае, если $k > 1$. Если рассмотреть типичные значения различных коэффициентов для реактора на природном уране и графите, взятом в качестве замедлителя ($\nu = 2,47$; $\varepsilon = 1,02$; $p = 0,89$; $f = 0,88$; $\sigma_f/\sigma_t = 0,54$), то коэффициент размножения равен $k = 1,07$. Это значение относится к реактору бесконечных размеров; в случае конечного реактора часть нейтронов будет уходить из него, поэтому $k_{эфф}$ будет меньше k .

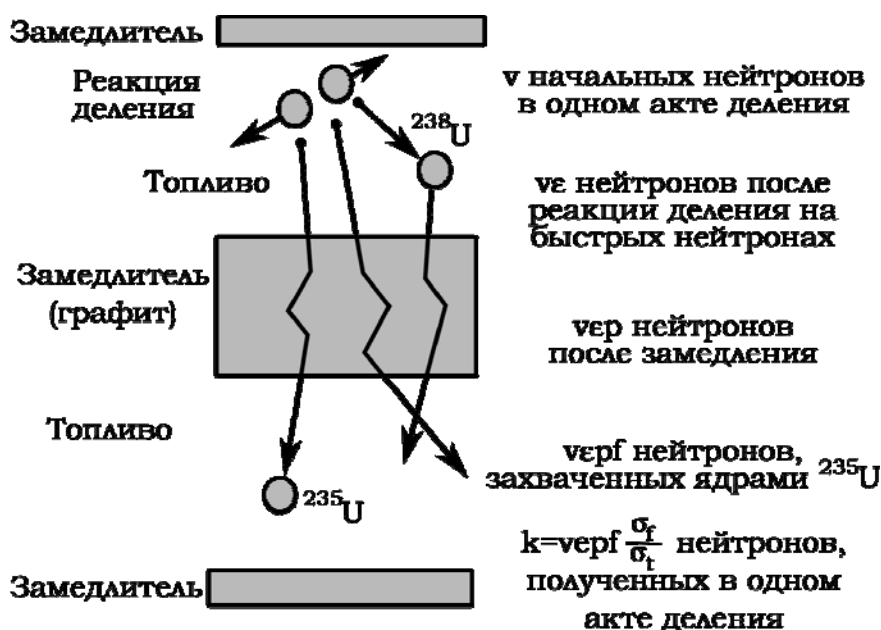


Рис. 8.2. Судьба нейтронов в реакторе, работающем на природном уране и графите

В связи с использованием природного урана в качестве ядерного топлива, описанный реактор имеет большие размеры и малую удельную мощность. Весьма неприятным конкурентом реакции деления U^{235} в них является захват нейтронов ядрами U^{238} , что вынуждает при конструиро-

вании таких реакторов выбирать большие размеры и так называемую *гетерогенную* геометрию (уран и замедлитель пространственно разделены) для сохранения бóльшего числа нейтронов.

После того как стали доступными такие делящиеся материалы, как уран, обогащённый изотопом U^{235} , или чистые U^{235} , U^{233} и Pu^{239} в концентрированном виде, ядерное реакторостроение получило более широкие возможности. Так, стало возможным строить реакторы значительно меньших размеров с большими удельными мощностями, которые уже можно использовать для выработки электроэнергии. В таких реакторах в качестве замедлителя обычно используется вода или другие водородосодержащие соединения.

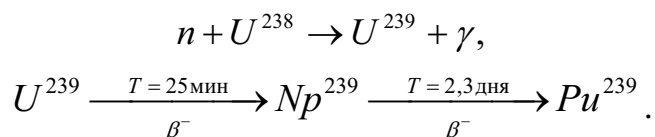
Примером такого реактора может служить небольшой *гомогенный* реактор, работающий на обогащённом уране или плутонии в виде водного раствора и замедлителя. Делящийся материал и замедлитель в таком реакторе можно хорошо перемешать друг с другом, поскольку в данной смеси присутствует малое число ядер урана, которые могли бы захватывать нейтроны промежуточных энергий (5...200 эВ). Хотя и в U^{235} или Pu^{239} происходит радиационный захват, но в этих веществах он значительно менее существенен, чем в случае U^{238} . Удельная мощность в таких реакторах имеет порядка мегаватт на килограмм веса активной зоны и ограничивается в основном эффективностью теплоотдачи и прочностью конструкционных материалов в условиях высокой температуры и высокого уровня излучения.

Необходимо отметить, что такой реактор может стабильно работать без внешнего регулирования. Раствор циркулирует через теплообменник, нагревает и испаряет воду в обычной системе с паровой турбиной, где вода не становится радиоактивной, так как подвергается действию лишь β - и γ -излучений продуктов деления (потoki нейтронов незначительны); электроны и фотоны могут вызвать в ней ядерные реакции, которые, однако, редко приводят к образованию радиоактивных продуктов.

Автоматически регулируемый паровой клапан обеспечивает постоянство скорости вращения турбины генератора. Предположим, что клапан открылся несколько шире в результате неожиданного увеличения нагрузки на генератор. Тогда возрастёт поток пара через клапан, и температура в теплообменнике снизится. Это, в свою очередь, вызовет уменьшение температуры в реакторе. Уменьшение объёма раствора при понижении температуры приведёт к повышению плотности ядер U^{235} в активной зоне, так как некоторое количество раствора войдёт в активную зону через специальную насадку. Скорость деления возрастёт, и температура реактора начинает повышаться до тех пор, пока не достигнет исходного значения. Таким образом, реактор работает в стабиль-

ном режиме и является саморегулирующимся. Однако и здесь имеются управляющие стержни для обеспечения запуска реактора и безопасности его работы. Они удерживаются электромагнитами. Если приборы отметят утечку, слишком большой поток нейтронов, слишком быстрое возрастание потока нейтронов или другие опасные явления, ток в цепи электромагнитов прервётся, управляющие стержни опустятся в реактор, и поток нейтронов резко уменьшится.

Если реакторы будут работать только на уране, то существующих запасов урана хватит всего на несколько десятилетий. Проблема ядерного топлива преодолевается с помощью *реакторов-размножителей*, которые дают больше топлива, чем потребляют. В качестве примера рассмотрим активную зону реактора, содержащую изотоп Pu^{239} в качестве топлива и воспроизводящий изотоп U^{238} . При делении ядра Pu^{239} возникает в среднем 2,91 нейтронов. Один из этих быстрых нейтронов может захватиться ядром U^{238} и привести к реакциям, в которых возникает Pu^{239} :



В результате захвата нейтрона воспроизводящим изотопом U^{238} , образуются ядра U^{239} , также способные к делению. В хорошо спроектированном реакторе-размножителе количество материала может удваиваться за 7...10 лет.

В последние годы активно ведутся работы по созданию *подкритических реакторов*, у которых коэффициент размножения $k_{\text{эфф}} < 1$. В такой установке поддержание реакции деления в заданном режиме осуществляется с помощью внешних источников нейтронов. Нейтронные потоки создаются в специальных мишенных узлах, облучаемых пучками заряженных частиц.

Преимущества подкритической системы ядерного реактора достаточно очевидны:

- имеется возможность исключить реактивные аварии;
- управление реактора становится более эффективным;
- появляются дополнительные нейтроны, которые позволяют необходимое число делений осуществлять на ядрах Np , Am , Cm без добавления в активную зону U^{235} , U^{233} или Pu .

К недостаткам подкритической системы следует отнести:

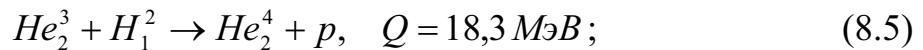
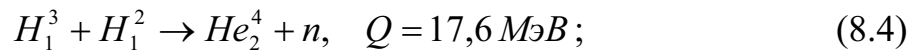
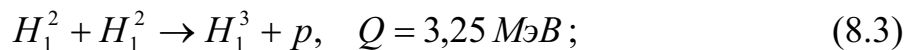
- снижение доли электрической энергии, отправляемой потребителю;
- усложнение конструкции системы, связанное с мишенным узлом и вводом нейтронного источника в активную зону;

- отсутствие в настоящее время источников нейтронов, которые удовлетворяют требованиям по надежности, характерным для энергетических систем (7000 ч безотказной работы в течение года);
- возможное ухудшение внутренне присущей безопасности реактора из-за несвоевременного отключения внешнего источника нейтронов.

8.1.3. Термоядерный синтез

Эра энергии полезных ископаемых, едва начавшись, вероятнее, вскоре и закончится. Есть, по крайней мере, три причины, обуславливающие этот прогноз: 1) количество полезных ископаемых ограничено; 2) при их использовании происходит загрязнение окружающей среды, и их запасы невозможны. Очевидно, что ощущаемый уже в настоящее время недостаток энергии должен быть восполнен из каких-либо других источников. Одним из вероятных кандидатов на такой источник является ядерная энергия, используемая в сочетании со сверхпроводящими линиями передач и водородом в качестве вторичного топлива. Обычные ядерные реакторы, использующие реакцию деления, будут, по-видимому, играть важную роль лишь в течение ограниченного периода времени, а реакторы-размножители смогут, вероятно, использоваться на протяжении нескольких столетий. Однако все они обладают двумя существенными недостатками: во-первых, дают большое количество радиоактивных отходов и, во-вторых, приводят к тепловому загрязнению окружающей среды. Возможно, что с обеими проблемами удастся справиться, однако, другой источник энергии – термоядерный синтез – может оказаться и чище, и эффективнее.

Ниже перечислены несколько основных реакций слияния ядер и приведены энергии этих реакций:



Реакция слияния ядер начинается тогда, когда оба ядра находятся на расстоянии, не превышающем радиус действия ядерных сил притяжения ($\sim 10^{-13}$ см). Чтобы так сблизиться, взаимодействующие ядра должны преодолеть кулоновское отталкивание, т. е. кулоновский барьер. Высота барьера

$$B_{\text{кул}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1 + R_2)} \quad (8.6)$$

для лёгких ядер составляет несколько килоэлектронвольт. Поэтому скорость реакции синтеза исчезающе мала (но отлична от нуля за счёт туннельного эффекта) при энергиях ниже нескольких килоэлектронвольт, и быстро возрастает с ростом кинетической энергии ядер, вступающих в реакцию (рис. 8.3).

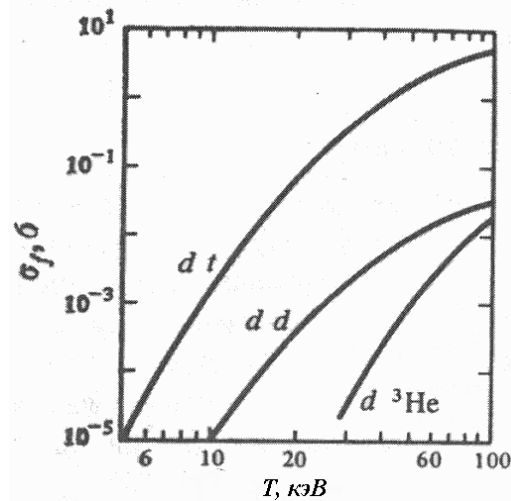


Рис. 8.3. Зависимость эффективных сечений реакции слияния от энергии дейтрона ($d \equiv H_1^2$; $t \equiv H_1^3$)

Таким образом, необходимые для осуществления реакции синтеза условия возникают при кинетических энергиях взаимодействующих ядер порядка 10 кэВ, что соответствует температуре вещества около 10^8 К. Для сравнения скажем, что температура на поверхности Солнца равна примерно 6000 К (в физике плазмы температура обычно измеряется в электронвольтах или килоэлектронвольтах; 1 кэВ соответствует температуре $1,16 \cdot 10^7$ К). При температуре 10 кэВ атомы газа полностью ионизованы и образуют *плазму*. Число актов реакции слияния в единицу времени в единице объёма задаётся формулой

$$R_{ab} = n_a n_b w_{ab}(T^0), \quad (8.7)$$

где n_a и n_b – число частиц сортов a и b в единице объёма соответственно. Вероятность реакции $w_{ab}(T^0)$ равна произведению эффективного сечения и относительной скорости, усреднённого по распределению скоростей в плазме:

$$w_{ab}(T^0) = \overline{\sigma_{ab} \cdot v_{ab}}, \quad (8.8)$$

причем w_{ab} зависит только от температуры плазмы T^0 . Высвобождаемая энергия в единице объёма за время τ имеет вид

$$W = R_{ab} Q_{ab} \tau = n_a n_b w_{ab}(T^0) Q_{ab} \tau. \quad (8.9)$$

При $n_a = n_b = 10^{15}$ частиц/см³ и температуре $T^0 = 100$ кэВ в реакции слияния дейтрона с тритием (8.4) выделится энергия, примерно равная 10^3 Вт/(см³ с).

В *термоядерном реакторе* должно выделяться энергии больше, чем её требуется для нагревания и удержания плазмы. Из формул (8.7)–(8.9) можно заключить, что для получения самоподдерживающейся «плазменной» реакции должны выполняться три условия: плазма должна быть нагрета до требуемых температур, плотность плазмы должна быть достаточно высокой, температура и плотность должны поддерживаться в течение длительного интервала времени. Затраты энергии для нагревания $n_a + n_b \approx 2n$ частиц до температуры T^0 равна $3nkT^0$, где k – постоянная Больцмана. Таким образом, для работы плазменного реактора требуется, чтобы

$$n^2 w_{ab} Q_{ab} \tau > 3nkT^0. \quad (8.10)$$

Принимая во внимание потери на нагревание, можно от условия (8.10) перейти к известному *критерию Лоусона*, или *критерию зажигания* для реакции слияния дейтрона с ядром трития:

$$n\tau > 10^{14} \text{ с/см}^3, \text{ при } T^0 = 10 \text{ кэВ}. \quad (8.11)$$

В течение последних десятилетий цель физики плазмы – достичь и превзойти этот критерий. Вначале казалось, что такая задача не будет слишком трудной. Например, в ускорителях можно легко получить частицы с кинетической энергией, необходимой для начала любой реакции слияния. Однако в подобных установках не удаётся достичь нужной концентрации ядер. Вещество в твёрдой фазе обладает достаточной плотностью, но при нагревании его до необходимых температур оно становится плазмой, и возникают проблемы, связанные с неустойчивостями и потерями энергии в плазме. Кроме того, плазму при температуре 10^8 К нельзя заключить в сосуд.

Преодоление отмеченных трудностей идет, в основном, по двум направлениям.

В экспериментах по *магнитному удержанию* плазма помещается в электромагнитное поле подходящей формы и нагревается электромагнитным способом. Было исследовано большое количество разнообразных конфигураций поля, но советская камера «Токамак», скопированная в модифицированном виде в других странах, занимает в этом направлении передовые позиции.

В последние десятилетия интенсивно разрабатывается второе направление – *лазерный термоядерный синтез (ЛТС)*. В этих экспериментах маленький шарик из дейтерия и трития нагревается и сжимается мощной лазерной вспышкой. Удержание плазмы происходит вследствие

инерции газа: нагревание должно осуществляться быстро, чтобы слияние ядер произошло до взрыва шарика.

За прошедшие 40 лет с момента появления первого лазера и предложений о его применении для возбуждения реакции ядерного синтеза, отношение к возможности осуществления программы «ЛТС» менялось. Ясно, что технические трудности реализации этой программы чрезвычайно велики, несмотря на исходную простоту идеи: есть необходимая концентрация мощности теплового потока, есть легко воспламеняющееся топливо – смесь дейтерия и трития (dt). И масштабы требующейся для инициирования реакций энергии лазерного импульса не являются слишком уж большими и вполне могут быть реализованы. Однако и сегодня проблема заключается в том, каким способом можно обеспечить подходящие условия для «вспышки» реакции в термоядерной мишени.

Начиная с 1970-х гг. в качестве основной линии в ЛТС была принята концепция сжатия сферических термоядерных мишеней до высоких плотностей порядка 100 начальных плотностей жидкого и твёрдого dt . Если, допустим, взять мишень в виде шарика из дейтерия и трития радиусом 1 мм с плотностью жидкого состояния ($0,2 \text{ г/см}^3$, т. е. с плотностью атомов $n = 5 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^3$), то для его нагрева до температуры 2 кэВ потребуется не более 0,1 МДж энергии, при этом критерий зажигания $n\tau \sim 10^{14}$ (где τ – время разлета) будет выполнен, поскольку τ при скорости порядка 10^8 см/с будет составлять около 10^{-9} с . Однако здесь вступают в силу законы физики, вследствие которых возникает ряд принципиальных трудностей.

Одно из главных препятствий – невозможность ввести лазерное излучение в плазму большой плотности. Лазерное излучение для этих целей слишком мягкое, т. е. низкочастотное. Например, излучение с длиной волны 1 мкм (лазер на неодимовом стекле излучает волну с длиной 1,06 мкм) имеет циклическую частоту $\omega = 2 \cdot 10^{14} \text{ рад/с}$. Электромагнитная волна, распространяющаяся в плазме, должна иметь частоту выше некоторой величины, которую называют ленгмюровской частотой $\omega_p = (4\pi n e^2 / m)^{1/2}$, где e и m – заряд и масса электрона. Плотность плазмы, при которой выполняется условие $\omega = \omega_p$ называется критической. Для $\lambda = 1 \text{ мкм}$ критическая плотность составляет 10^{19} 1/см^3 , т. е. более чем на три порядка меньше плотности жидкой фазы водорода.

Таким образом, с одной стороны, нагрев прямым способом плазмы с высокой плотностью представляется проблематичным. С другой стороны, при малой плотности вещества скорость реакции, пропорциональная n^2 , тоже мала – в этом случае необходимо дополнительное удержание плазмы. И если осуществлять реакции синтеза в режиме сво-

бодного разлёта вещества (инерционное удержание), необходимо найти способ увеличения плотности плазмы.

Эта концепция разрабатывается с начала 1970-х гг. и основывается на сжатии сферических мишеней за счёт облучения их внешней поверхности мощными потоками лазерного излучения, вызывающего испарение внешней части сферической мишени и, следовательно, возникновение на поверхности мишени давления, которое приводит к сжатию мишени вовнутрь.

В этом подходе есть чрезвычайно полезное обстоятельство: чем выше степень сжатия, тем меньше требуется энергии для инициирования реакции (обратно пропорционально квадрату степени сжатия). Наиболее слабым местом в таком подходе является низкий коэффициент передачи энергии, требующейся для сжатия. Он составляет всего около 10 %; остальная энергия бесполезно остаётся в разлетающейся плазме. Другой важный момент – необходимость одновременно осуществить на конечной стадии высокую степень сжатия и нагрев dt -объёма в центре мишени. Данная задача решается выбором подходящей конструкции мишени (как правило, это тонкие оболочки с замороженным на внутренней стенке слоем dt) и подбором скорости подачи энергии лазерного излучения на поверхность мишени. Однако процесс сжатия подвержен неустойчивостям, развитие которых определяет состояние вещества на конечной стадии сжатия, ограничивая параметры плазмы как по плотности, так и по температуре («размазывая» их и перемешивая вещество).

В последние годы появились предложения по конструированию мишеней, получивших название «парник», в которых излучение лазера подаётся в слой малоплотного вещества. Например, были высказаны идеи, в дальнейшем названные «быстрым поджигом» («fast ignition»), в которых предполагается «разрыв» процессов сжатия и нагрева – поджига сжатой мишени коротким, хорошо сфокусированным лазерным импульсом. Последнее заслуживает внимания и исследования, так как включает новую физику, правда, с неясными пока конечными результатами.

Суть концепции состоит в том, что при очень высоких плотностях потока в тонком канале, в котором распространяется лазерное излучение, можно ожидать образования условий, способствующих глубокому проникновению световой энергии в плазму высокой плотности, превышающей критическую.

Оптимизм в решении проблемы ЛТС основан также на том факте, что в настоящее время бурно развивается техника, генерирующая мощное лазерное излучение. Несколько лет назад появилось два фундаментальных достижения в этой области, которые, безусловно, повлияют на дальнейшее развитие программы ЛТС. Во-первых, осуществление полупроводниковой накачки посредством инжекционных полупроводнико-

вых лазеров (кристаллических и стеклянных лазеров). Можно ожидать увеличения полного КПД до 30...35 %, и это уже достигнуто на уровне нескольких киловатт непрерывной генерации. Во-вторых, реализован режим генерации сверхкоротких импульсов фемтосекундного диапазона, получен импульс длительностью до нескольких периодов колебаний (в пространстве – несколько длин волн). Кроме того, достигнуты внушительные плотности потока энергии в фокусе до 10 Вт/см. Рассматривается возможность создать лазер с энергией до нескольких сот килоджоулей и длительностью импульса десятки–сотни фемтосекунд!

В случае реализации данных проектов программа ЛТС получит в распоряжение современные уникальные инструменты и потребует пересмотра нынешних подходов и разработки новых идей.

Существует ещё одно направление в осуществлении управляемой реакции синтеза, связанное с поиском способов снижения температур, необходимых для эффективного протекания реакции. К данному направлению относится *мюонный катализ* термоядерных реакций. Мюон тяжелее электрона примерно в 200 раз, поэтому размеры мезоатомов ($p\mu, d\mu, t\mu$) и мезомолекул ($p\mu p, p\mu d, d\mu d$ и т. д.), которые мюон образует с ядрами изотопов водорода по аналогии с электроном, примерно в 200 раз меньше обычных атомов и молекул. Это означает, что в мезомолекулах ширина кулоновского барьера между ядрами составляет $\sim 2,5 \cdot 10^{-11}$ см и равна минимальному расстоянию сближения ядер, достаточному для начала термоядерной реакции синтеза при температуре плазмы $\sim 6 \cdot 10^7$ К.

8.1.4. Аккумуляторы на основе радиоактивных источников

Ядерные реакторы в изобилии производят радиоактивные изотопы. Поскольку продукты деления богаты нейтронами, то они распадаются, главным образом, с испусканием электронов и антинейтрино. Используя интенсивные нейтронные пучки, создаваемые реакторами, можно получить и α -радиоактивные ядра. Типичными значениями энергии электронов и α -частиц, возникающих при распаде, являются значения порядка нескольких мегаэлектронвольт.

Созданы надёжные и долгодействующие источники энергии на основе поглощения испущенных заряженных частиц и превращения полученного таким образом тепла в электричество. Схема одного такого устройства изображена на рис. 8.4. Топливо, которым служит радиоизотоп, помещено в центре, так что все заряженные частицы поглощаются конвертером. Термоэлементы, например, термопары Ge-Si, вмонтированы в изолирующий кожух, причем их спаи находятся при температуре конвертера T_h . Внешние концы имеют более низкую тем-

пературу T_c . Тогда максимальный коэффициент полезного действия (Карно) определяется формулой

$$КПД = \frac{T_h - T_c}{T_c}.$$

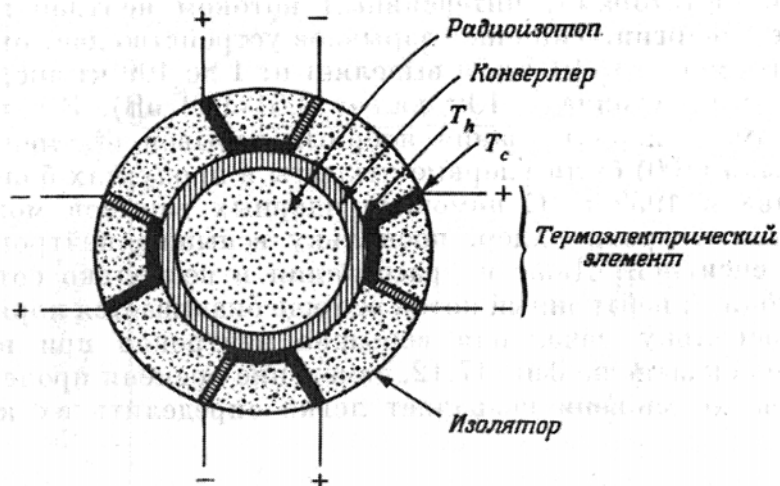


Рис.8.4. Поперечный разрез цилиндрического радиоизотопного генератора энергии

Практически можно достичь КПД, равного примерно 5 %. Если использовать небольшую паровую машину (турбогенератор), то можно достичь КПД около 25 %.

Свойства двух широко применяемых в таких условиях радиоизотопов указаны в табл. 8.1. Генераторы энергии, основанные на применении этих двух изотопов, успешно используются на спутниках, бакенах, метеостанциях, подводных акустических маяках, а также в приборах для стимуляции сердечной деятельности и даже в ядерном сердечном насосе, располагаемом в мышце пациента. Возможно, удастся создать имплантируемое искусственное сердце.

Таблица 8.1

Радиоизотопы, используемые в качестве источников энергии

Радио-изотопы	Время распада, годы	Тип излучения	Плотность мощности, Вт/см ³	
			теоретическая	экспериментальная
Co ⁹⁰	27,7	β	1,1...1,7	0,85...1,5
Pu ²³⁸	87,5	α	4,8	3,6

Новые возможности для улучшения характеристик ядерных источников электроэнергии открылись с появлением *фотовольтаических преобразователей* на основе широкозонных полупроводников, например ле-

гированного алмаза. В таких установках предлагается использовать двухступенчатую систему преобразования ядерной энергии в электрическую – энергия продуктов ядерной реакции преобразуется в излучение посредством какого-либо процесса ядерно-стимулированной флюоресценции (например, в аэрозольном газонаполненном конвертере), а затем уже энергия фотонов превращается в электрическую с помощью фотовольтаического преобразователя. Такой способ преобразования энергии имеет целый ряд преимуществ по сравнению с уже имеющимися. Например, в отличие от традиционного метода, он не содержит низкоэффективного теплового цикла. Коэффициент полезного действия фотовольтаического преобразователя при правильном подборе длины волны фотонов может достигать 70 %; КПД конверсии ядерной энергии в световое излучение может достигать 50 %. Таким образом, полный КПД системы может составить величину порядка 35 %, что в 3–5 раз выше КПД системы с использованием теплового цикла и солнечных батарей.

Следует отметить, что при создании таких ядерных батарей возникают технические проблемы с транспортировкой излучения к фотопреобразователю, а также светоизлучающей среды. С одной стороны, среда должна быть достаточно плотной, чтобы обеспечить поглощение частиц радиоактивного распада, а с другой, во избежание больших потерь излучения она должна быть оптически прозрачной. В газовых средах проблем с оптической прозрачностью нет, но в этом случае для достижения необходимой плотности требуется высокое давление (100...1000 атм). При использовании более плотных аэрозолей необходимо создать гомогенную смесь и поддерживать её в таком состоянии достаточно долго (~ 10 лет), т. е. предотвратить оседание пыли на стенки контейнера. Такое осаждение может вызываться как гравитацией (в том числе микрогравитацией), так и электростатическими силами, поскольку пылинки в ионизируемой частицами радиоактивного распада газовой среде приобретут электрический заряд.

8.2. Ядерно-физические методы анализа

К настоящему времени разработано достаточное количество методов анализа, основанных на использовании тех или иных свойств ядер, как стабильных, так и радиоактивных. В данном параграфе рассмотрены физические основы и приведены примеры использования некоторых наиболее распространенных ядерно-физических методов.

8.2.1. Радиометрия

Радиометрические методы основаны на определении активности радионуклидов по испускаемому α -, β - или (α) γ -излучению. Радиометрические методы широко применяются при создании различной ядерно-

физической аппаратуры. Существует два класса радиометрических приборов: *радиометры* и *спектрометры*. Радиометры служат для регистрации интегральных параметров ионизирующих излучений (табл. 8.2) спектрометры – для изучения распределения частиц по энергиям.

Таблица 8.2

Количественные характеристики γ -поля

Параметры поля	Обозначения и единицы измерения
Плотность потока энергии (интенсивность)	I , Вт/см ² , (МэВ/см ² с)
Плотность потока квантов	Φ , квант/(см ² с)
Мощность экспозиционной дозы	\dot{X} , А/кг, (Р/кг)
Интенсивность по числу зарегистрированных квантов (частота импульсов)	I_g , имп/(см ² с)

Спектрометры заряженных частиц основаны на принципе полного поглощения энергии. Спектрометрия α -излучения обеспечивается полупроводниковыми детекторами и импульсными ионизационными камерами, β -излучения – сцинтилляторами и полупроводниковыми детекторами (ППД), рентгеновского излучения – ППД и сцинтилляторами.

Спектры γ -излучения изучаются с помощью спектрометров фотопоглощения (одноканальных и с защитой антисовпадениями), комптоновских и парных.

Процесс измерения аппаратурных спектров заключается в регистрации числа импульсов за определённое время в каналах спектрометра, градуировании энергетической шкалы и периодическом контроле градуировочного графика.

Типовая структурная схема любого радиометрического прибора состоит из нескольких основных узлов. Главным узлом прибора является блок детектирования, состоящий из одного или нескольких детекторов ионизирующих излучений и согласующего электронного устройства. Электрические сигналы детекторов усиливаются с помощью линейных усилителей до уровня, достаточного для работы последующих узлов схемы, и подвергаются отбору по заданному признаку. Наибольшее распространение имеют устройства анализа сигналов по амплитуде – амплитудные дискриминаторы, пороговые и дифференциальные.

Пороговые дискриминаторы применяют, в первую очередь, для отбора сигналов с амплитудой, превышающей шумов ФЭУ. Дифференциальные дискриминаторы используют в приборах с детекторами спектрометрического типа (сцинтилляционных и пропорциональных газонаполненных

счётчиков, импульсных ионизационных камер, ППД). Они служат для выделения сигналов в локальной области энергии излучения.

8.2.2. Активационный анализ

Общее описание метода

Под активационным анализом понимают определение содержания элементов в исследуемых веществах по радиоактивности продуктов их взаимодействия (ядерных реакций) с бомбардирующими частицами. Различают два основных вида активационного анализа:

- 1) активационный анализ под действием нейтронов (*нейтронно-активационный анализ*);
- 2) активационный анализ под действием жёстких фотонов (*γ-активационный анализ*).

Существует и третий вид – активационный анализ на заряженных частицах, однако, он используется редко из-за высокой стоимости облучения на циклотронах.

Наибольшее распространение получил активационный анализ на нейтронах. Связано это с тем, что имеются мощные источники нейтронов – ядерные реакторы, плотность потока нейтронов в которых составляет $10^{12} \dots 10^{13}$ нейтронов/(с·см²), а в некоторых реакторах достигает 10^{15} нейтронов/(с·см²). Однако в активационном анализе применяются и другие источники нейтронов: 1) изотопные источники, в которых протекает реакция $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$, а источником α-частиц являются изотопы Po^{210} , Pu^{238} и др.; 2) нейтронные генераторы, в которых нейтроны образуются в результате ядерного фотоэффекта под действием жёстких тормозных фотонов; 3) источники на основе Cf^{252} , претерпевающего спонтанное деление. Последние источники отличаются малыми размерами и используются в полевых условиях.

При облучении тепловыми нейтронами, в ядерном реакторе основной реакцией является радиационный захват нейтрона $X^A(n, \gamma)X^{A+1}$. Продукт реакции имеет избыток нейтронов и обычно является β⁻активным. По β⁻активности или по сопутствующему γ-излучению может быть определено исходное количество стабильных ядер интересующего нуклида. Необходимо иметь в виду и другие реакции: (n, p) , (n, α) и (n, f) . Первые две реакции, как правило, протекают на нейтронах с высокой энергией, но для некоторых лёгких ядер проходят и на тепловых нейтронах. Последняя реакция деления на тепловых нейтронах может быть использована для определения делящихся изотопов урана и плутония в природных объектах, а при использовании быстрых нейтронов – для анализа других нуклидов актинидов.

В некоторых случаях нейтронный активационный анализ оказывается недостаточно эффективным из-за образования при облучении короткоживущих радионуклидов или же, наоборот, долгоживущих или даже стабильных ядер. В этом случае используют активационный анализ под действием фотонов большой энергии. Образование таких фотонов происходит после торможения пучка ускоренных электронов на мишени из вольфрама или молибдена. При облучении пучком тормозных фотонов мишени из исследуемого материала происходит реакция ядерного фотоэффекта $X^A(\gamma, n)X^{A-1}$. Продуктом этой реакции является нейтронно-дефицитное ядро X^{A-1} , которое распадается либо с испусканием позитрона, либо путём электронного захвата. Дочерние ядра при этом образуются в возбуждённом состоянии и испускают один или несколько γ -квантов. По этой причине определение активности продуктов реакции обычно проводят по γ -активности на γ -спектрометрах.

Активационный анализ отличается низкими пределами обнаружения (обычно до 10^{-10} г, а в некоторых случаях – до 10^{-15} г) и применяется, когда требуется определить очень малые количества вещества: в геологоразведке – для определения содержания полезных ископаемых в породе, в криминалистике – при определении загрязнения объектов окружающей среды, в научных исследованиях. Масса определяемых проб может колебаться от десятых долей грамма (анализ волос Наполеона на содержание мышьяка) до нескольких сотен грамм в геологоразведке. В последнем случае предел обнаружения может быть понижен при проведении предварительного обогащения пробы по анализируемому изотопу или элементу.

В общем случае схема активационного анализа выглядит следующим образом:

- подготовка пробы (иногда предварительное обогащение);
- облучение;
- радиохимическое выделение исследуемого продукта ядерной реакции или отделение его от большей части активности;
- радиометрический анализ (обычно с применением β - и (или) γ -спектрометров);
- расчёт содержания исследуемых изотопов или элементов.

Третья стадия может отсутствовать или быть сведена к минимуму, если определяемые изотопы являются γ -излучателями. В данном случае разделение радионуклидов и выделение определяемых можно либо вообще не проводить, либо отделить большую часть активности, создаваемую элементами, которые не подлежат определению.

При расчёте содержания исследуемых изотопов требуется знать ядерно-физические константы определяемых элементов и плотность

бомбардирующих частиц. Чтобы исключить погрешность, возникающую при этом, используют стандартные образцы, содержащие известное количество определяемого нуклида (элемента), или нуклид с известными ядерно-физическими константами.

Нейтронный активационный анализ

Активность радионуклида в зависимости от времени облучения может быть вычислена по формуле (см. п. 7.6)

$$A = \Phi_0 n \sigma [1 - \exp(-\lambda t)], \quad (8.12)$$

где Φ_0 – плотность потока нейтронов; n – число определяемых ядер в образце; σ – сечение реакции; t – время облучения; λ – постоянная распада ядер – продуктов реакции.

При определении времени облучения важны два случая:

1. Период полураспада радионуклида – продукта реакции – невелик, и время облучения устанавливают в пределах $(6 \dots 10) \cdot T$. Тогда экспонентой в квадратной скобке можно пренебречь, и уравнение (8.12) примет вид

$$A = \Phi_0 \cdot n \cdot \sigma. \quad (8.13)$$

В этом случае период полураспада дочернего ядра не влияет на его активность, и предел обнаружения зависит только от плотности потока нейтронов и сечения реакции. Например, при активационном определении золота сечение радиационного захвата Au^{197} (единственный естественный изотоп золота) составляет 98,8 барн, и при минимальной требуемой активности в 100 Бк (зависит от применяемых детекторов) предел обнаружения при $\Phi_0 = 10^{13}$ нейтронов/(с·см²) составит примерно 10^{11} ядер, т. е. $3,3 \cdot 10^{-11}$ г. Период полураспада Au^{198} составляет 2,7 сут, и чтобы выполнилось уравнение (8.13), время облучения должно составлять не менее 17 суток.

2. Период полураспада дочернего ядра велик и во много раз превышает время облучения. Тогда экспоненту в формуле (8.12) можно разложить в ряд Тейлора и ограничиться вторым членом разложения. В этом случае уравнение (8.12) примет вид

$$A = \Phi_0 \cdot n \cdot \sigma \cdot \lambda t. \quad (8.14)$$

Очевидно, что на предел обнаружения, помимо Φ_0 и σ , будут влиять постоянная распада λ и время облучения t . Например, при активационном определении цезия сечение радиационного захвата Cs^{133} составляет 25,5 барн, дочерний изотоп Cs^{134} имеет период полураспада 2,06 лет. Тогда предел обнаружения цезия при 30-суточном облучении в реакторе с той же плотностью потока составит $1,4 \cdot 10^{13}$ атомов, т. е. $3 \cdot 10^{-9}$ г, что на два порядка меньше, чем у золота.

В большинстве случаев при облучении нейтронами образуются два, а иногда три изомера. Тогда необходимо выбрать наиболее удобный дочерний радионуклид. Например, при облучении Eu^{151} образуется 3 изомера с периодами полураспада 96 мин ($\sigma = 4$ барн), 9,3 ч ($\sigma = 3300$ барн) и 12,4 года ($\sigma = 5900$ барн). Из-за малости сечения короткоживущий изомер непригоден. К тому же активность его после облучения спадает очень быстро. Наиболее удобен второй изомер, характеризующийся достаточно большим сечением и удобным для измерений периодом полураспада (из-за большого периода полураспада активность третьего изомера существенно меньше). Предел обнаружения по второму изомеру составит $3 \cdot 10^9$ атомов, т. е. $1,6 \cdot 10^{-12}$ г европия с учётом содержания Eu^{151} в природной смеси 47,8 % атм. У цезия, помимо основного дочернего радионуклида Cs^{134} , образуется изомер с периодом полураспада 2,9 ч ($\sigma = 2,5$ барн), который может быть использован для определения количества материнского изотопа.

При оценке предела обнаружения наиболее важно значение σ . Величина σ для радиационного захвата тепловых нейтронов обычно составляет от нескольких десятых до сотен барн. Однако имеются ядра, у которых σ достигают сотни тысяч барн (Xe^{135}). Эти значения отвечают резонансным уровням захвата нейтронов и обычно относятся не к тепловым нейтронам, а к энергиям, превышающим тепловые.

Для определения лёгких изотопов важное значение имеет реакция (n, p) . Хотя сечение захвата для этой реакции существенно меньше сечения радиационного захвата нейтронов, дочерние нуклиды часто оказываются более удобными для количественного определения материнских. Типичным примером является активация хлора. Природный хлор содержит два изотопа Cl^{35} (75,77 % атм) и Cl^{37} (24,23 % атм). При облучении тепловыми нейтронами второй изотоп превращается в Cl^{38} , имеющий период полураспада около 37 мин, что неудобно для определения. На ядрах первого радионуклида протекают три ядерные реакции:

- а) $(n, \gamma)\text{Cl}^{36}$ с сечением захвата 43 барна и периодом полураспада $3 \cdot 10^5$ лет;
- б) $(n, p)\text{S}^{35}$ с сечением 0,489 барна и периодом полураспада 88 сут;
- в) $(n, \alpha)\text{P}^{32}$ с сечением 0,00008 барн и периодом полураспада 14,3 сут.

Все три радионуклида являются чистыми β -излучателями, и для их определения требуется предварительное радиохимическое отделение от сопутствующих радионуклидов. Предел обнаружения хлора по S^{35} будет существенно ниже, чем по другим радионуклидам.

Реакция (n, α) имеет достаточно большое сечение только для двух изотопов – Li^6 и F^{19} , однако, с её помощью по дочернему радионуклиду (тритию) можно определить содержание только Li^6 .

Реакция (n, f) на быстрых нейтронах нашла применение для определения актиноидов (урана, нептуния и плутония) с применением трековых

детекторов. Предел обнаружения составляет примерно 10^{-17} г при условии предварительного радиохимического выделения данных элементов.

Гамма-активационный анализ

Как уже отмечалось, нейтронный активационный анализ оказывается недостаточно эффективным для некоторых элементов. Помимо упомянутого фтора, следует отметить и цирконий, который содержит пять стабильных изотопов с массовыми числами 90, 91, 92, 94 и 96 (изотопы с массовыми числами 93 и 95 являются радиоактивными с $T = 1,5 \cdot 10^6$ лет для Zr^{93} и $T = 64$ сут для Zr^{95}). Очевидно, что нейтронное облучение всех стабильных изотопов с массовыми числами до 92 не приводит к образованию существенной активности. Содержание изотопов 94 и 96 составляет 17,5 и 2,5 % атм, а их сечение захвата тепловых нейтронов малы: 0,05 и 0,017 барна соответственно. Вследствие этого предел обнаружения циркония относительно велик. Положение улучшается при использовании γ -активационного анализа под действием фотонов большой энергии. При облучении пучком тормозных фотонов мишени из циркония происходит вылет одного нейтрона из ядра и образование радионуклида Zr^{89} с периодом полураспада 78,4 ч. Аналогично при облучении мишени, содержащей F^{19} , образуется F^{18} с периодом полураспада 109,7 мин. Данный метод перспективен для определения титана, ванадия и некоторых других элементов, однако, его широкое применение ограничивается дефицитом и дорогостоящей источниками фотонов высокой энергии.

8.2.3. ЯМР-спектрометрия

Ядерным магнитным резонансом (ЯМР) называют эффект поглощения (испускания) ядрами квантов электромагнитного поля определенной частоты, которую называют резонансной. Такой процесс возможен только в присутствии сильного однородного магнитного поля \vec{H}_0 , когда энергетические состояния ядер представляют набор равноотстоящих друг от друга энергетических уровней, соответствующих разным ориентациям ядра относительно \vec{H}_0 (см. гл. 2). При заданном поле \vec{H}_0 резонансная частота определяется только сортом ядер. Для измерения резонансных частот созданы специальные приборы – *ЯМР-спектрометры* – с помощью которых можно определять изотопный состав вещества, а по величине амплитуды *ЯМР-сигнала* – концентрацию ядер данного сорта.

ЯМР-спектрометрия нашла широкое применение в химии, физике твёрдого тела, биологии, медицине, пищевой промышленности и т. д. Например, *ЯМР-метод* используется для анализа состава смеси жидкостей, в том числе для количественного определения влажности. Особенно удоб-

ным *ЯМР* оказался для контроля жидкостей в потоке, в частности для контроля состава нефти, наличия примесей в ней воды и т. п.

Исключительная чувствительность спектров *ЯМР* к изменению магнитных полей, в том числе и внутриатомных, позволяет при известном составе вещества изучать строение и фазовые переходы в твёрдом теле, строение жидких кристаллов, сложных молекул, ориентированных полимеров и т. п.

В последние годы бурно развивается *ЯМР-интроскопия*, позволяющая осуществлять *ЯМР-просвечивание*, *ЯМР-микроскопию*, *ЯМР-измерение* профиля скоростей в трубопроводе и т. п.

8.2.4. Мессбауэровская спектроскопия

Стабильные и радиоактивные изотопы ряда элементов применяются свое применение в мессбауэровской спектроскопии. Другое название этого метода исследования вещества – ядерная γ -резонансная спектроскопия или *ЯГР-спектроскопия*. Физической основой мессбауэровской спектроскопии является *эффект Мессбауэра*, или *ядерный γ -резонанс*. Этот эффект заключается в резонансном поглощении ядром γ -кванта, который был испущен таким же ядром при переходе из возбуждённого состояния в основное.

Резонансное поглощение γ -излучения невозможно, если излучающее и поглощающее ядра свободны и неподвижны. Это связано с тем, что при излучении γ -кванта и его поглощении, в силу закона сохранения импульса, свободное ядро испытывает механическую отдачу. Часть энергии γ -перехода излучающего ядра переходит в кинетическую энергию его движения, и энергия γ -кванта уменьшается на величину

$$\Delta E_{\gamma} = T_{\text{я.о.}} \approx \frac{Q_{\gamma}^2}{2mc^2}, \quad (8.14)$$

где $Q = (m^* - m) \cdot c^2$ – энергия γ -перехода ядра; m , m^* – масса ядра в основном и возбуждённом состоянии соответственно. Так же отдача происходит и при поглощении γ -кванта. Причем для абсолютного большинства γ -переходов ядер потеря энергии ΔE_{γ} существенно превышает энергетическую ширину возбуждённого уровня Γ , которая для низколежащих уровней тяжёлых ядер обычно имеет значение $10^{-9} \dots 10^{-7}$ эВ. Следовательно, энергии γ -кванта, излучённого возбуждённым ядром, недостаточно для резонансного поглощения этого кванта другим таким же ядром, находящимся в основном состоянии.

Один из путей достижения резонанса заключается в компенсации потери энергии на отдачу с помощью эффекта Доплера. Так, в экспериментах Муна источник помещался на быстро вращающийся диск, и резонанс наблюдался при линейной скорости источника Au^{198} около

$8 \cdot 10^4$ см/с. В других работах использовалось тепловое движение ядер источника при его нагревании или отдача излучающего ядра вследствие предшествующего γ -переходу ядерного превращения.

В 1957 г. Мессбауэр (Mossbauer R. L.) исследовал температурную зависимость резонансного рассеяния 129 кэВ γ -квантов в Ir^{191} и обнаружил, что при понижении температуры рассеяние вопреки ожиданию возрастает. Причем результаты экспериментов, главным образом, определялись кристаллической решеткой, в которой находились излучающие и поглощающие ядра.

Упрощённо эффект Мессбауэра можно представить как взаимодействие ядра с γ -квантом, при котором отдачу ядра воспринимает весь кристалл как целое. Очевидно, что потеря энергии при таких условиях пренебрежимо мала, поскольку масса вещества, получающего импульс отдачи, на много порядков больше массы ядра.

Энергия отдачи, согласно формуле (8.14), слабее для тяжёлых ядер и меньших энергий γ -переходов. Поэтому эффект Мессбауэра экспериментально наблюдается лишь для самых мягких ($E_\gamma \lesssim 100$ кэВ) γ -переходов ядер со средними и большими массовыми числами $A \gtrsim 40$. Из них только несколько ядер (например, Fe^{57} , Sn^{119} , Ta^{181} , Sb^{121} , Dy^{161}) демонстрируют заметный эффект Мессбауэра при комнатной температуре. Большинство же мессбауэровских изотопов для экспериментов требует пониженных температур, вплоть до температуры жидкого гелия.

Отношение естественной ширины возбуждённого уровня Γ к энергии перехода $Q_\gamma \approx E_\gamma$ чрезвычайно мало ($\Gamma/Q \approx 10^{-18} \dots 10^{-12}$), поэтому мессбауэровский ядерный γ -резонанс оказался мощным, а иногда и единственным методом измерения сверхмалых сдвигов энергии ядерных γ -переходов.

Измеряемые с помощью эффекта Мессбауэра изменения энергии ядерных уровней могут происходить не только вследствие эффекта Доплера при механическом движении ядра, но и под влиянием полей различной природы. Такими полями могут быть:

- внешние магнитные, электростатические и гра-витационные поля;
- внутрикристаллические электрические и магнитные поля, которые формируются электронами, участвующими в химических связях и коллективных взаимодействиях атомов в кристаллической решетке – поля сверхтонкого взаимодействия.

Традиционный способ измерения мессбауэровских спектров основан на доплеровской модуляции энергии γ -квантов, которые излучают ядра мессбауэровского изотопа, помещённые в кристаллическую решетку. Схема работы такого спектрометра показана на рис. 8.5.

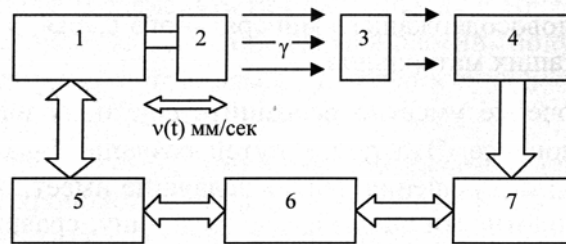


Рис. 8.5. Схема мессбауэровского спектрометра:

1 – механический вибратор; 2 – источник γ -излучения; 3 – поглотитель; 4 – детектор; 5 – электронный привод вибратора; 6 – компьютер, управляющий вибратором, накапливающий и отражающий мессбауэровский спектр; 7 – усилитель и селектор импульсов детектора

Источник γ -излучения (2), содержащий возбуждённые мессбауэровские ядра, приводится в колебательное движение вибратором (1). При этом, вследствие эффекта Доплера, энергия γ -излучения E_γ модулируется на величину

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma v(t)/c, \quad (8.15)$$

где $v(t)$ – мгновенная скорость источника. В большинстве случаев достаточно модулирующей скорости движения источника порядка 10 мм/с, реже нужны скорости до 200 мм/с. Такие скорости традиционно достигаются с помощью электродинамических вибраторов, работающих на частотах порядка 10...30 Гц.

Коллимированный пучок модулированного по энергии γ -излучения, содержащего мессбауэровскую компоненту (γ -кванты, излученные без отдачи), проходит сквозь неподвижный поглотитель (3). Он содержит мессбауэровские ядра в основном состоянии, находящиеся в кристаллической решетке. Прошедшее излучение регистрируется детектором (4). При достижении резонансного поглощения γ -квантов в поглотителе (3), скорость счёта детектора (4) падает. Мгновенная скорость источника и соответствующая скорость счёта γ -квантов регистрируется управляющим компьютером (6).

Если источник мессбауэровских γ -квантов имеет нерасщеплённую полями сверхтонкого взаимодействия мессбауэровскую линию, то, измеряя спектр поглощения, можно эффективно изучать сверхтонкое поле электронов на мессбауэровских ядрах вещества поглотителя. Такая методика иногда называется абсорбционной. Реже используется эмиссионный вариант, при котором изучается спектр излучения, отражающий сверхтонкое взаимодействие в источнике. В этом случае поглотитель с нерасщеплённой линией поглощения служит анализатором.

Для получения мессбауэровских ядер в возбуждённом состоянии источник (1) обычно содержит родительские радиоактивные ядра, рас-

пад которых с заметной вероятностью идёт на нужный возбуждённый уровень мессбауэровского ядра. Например, для получения возбуждённого состояния Fe^{57} используется Co^{57} , который путём K -захвата ($T = 270$ сут) распадается в возбуждённое (137,4 кэВ) состояние Fe^{57} .

Мессбауэровская спектроскопия нашла применение не только в физике твёрдого тела, физической химии и биологии, но и в ядерной физике (определение ядерных констант), в фундаментальной физике (прецизионные измерения и проверка современных физических теорий), в технологии и технике (материаловедческий анализ). Так, например, γ -резонансный метод используется для контроля, экспресс-анализа и сортировки оловосодержащего минерального сырья, для фазового анализа железосодержащих материалов.

В заключение уместно вспомнить идею, основанную на ядерном γ -резонансе. Это поиск путей создания γ -лазера. К сожалению, разумного прямого решения данная задача не имеет: оценка необходимой для накачки плотности энергии даёт величину, сравнимую с плотностью энергии ядерного взрыва.

8.3. Изотопная геохронология и радиоуглеродный метод

Основная задача геохронологии – определение возраста геологических событий. Современная измерительная техника позволяет датировать события, произошедшие несколько дней назад, и, например, возраст Земли, даже возраст Вселенной. Датирование событий и объектов чаще всего основывается на процессах радиоактивного распада и спонтанного деления ряда изотопов таких элементов, как K, Rb, Sm, La, Re, U, Th. Это долгоживущие изотопы, которые дают информацию об истории Земли, о происхождении пород. Дочерние изотопы U^{238} и U^{235} позволяют определить скорость накопления осадочных пород и возраст минералов, которые образовались в течение последнего миллиона лет. Наконец, относительно короткоживущие *космогенные* радионуклиды, такие как Be^{10} , C^{14} , Al^{26} , Cl^{36} и др., позволяют датировать события недавнего геологического прошлого, исчисляемого десятками и сотнями тысяч лет. Космогенные радионуклиды формируются в результате взаимодействия атомов стабильных изотопов и космического излучения в атмосфере и в обнажающихся породах. Основным источником бомбардирующих частиц, способных вызвать реакции в атмосфере, является космическое излучение галактического и солнечного происхождения. Галактическое излучение обладает наибольшей энергией ($10^{12} \dots 10^{15}$ МэВ) и состоит из протонов (84 %), α -частиц и более тяжёлых ядер до Ni включительно (около 2 %). Интенсивность солнечного излучения на два порядка выше, но энергия частиц не превышает 500 МэВ. Состав солнечного излучения меняется от вспышки к вспышке и в среднем представлен на 70 %

протонами, на 29 % – α -частицами, на – 1 % более тяжёлыми ядрами. Особый интерес представляют космические тела, не защищенные атмосферой. Продукты взаимодействия первичного космического излучения с их веществом накапливаются, дают информацию об эволюции состава излучения за длительный период времени (более чем за 4,5 млрд лет), о его источниках и позволяют расширить представления о строении и эволюции Вселенной.

Основной прием, применяемый при определении абсолютного геологического возраста, – это определение содержания радиоизотопа и накопившихся за определённый промежуток времени устойчивых продуктов его распада. В зависимости от начальных и конечных продуктов распада основные методы ядерной геохронологии получили названия *свинцово-урановый, калий-аргоновый, рубидий-стронциевый, самарий-неодимовый*.

Наиболее пригодными древними объектами для датирования методами ядерной хронологии оказались каменные метеориты, которые в измеряемых количествах содержат торий, уран, калий, рубидий, самарий. Железные метеориты иногда удаётся датировать по силикатным включениям, пригодным для датирования калий-аргоновым или рубидий-стронциевым методом.

Расчёты возраста Земли основаны на обработке данных по измерениям изотопов свинца, а также рубидия-стронция и самария-неодима. Рассчитанный по этим данным возраст Земли 4500...4600 млн лет, что близко к возрасту самых древних метеоритов.

Изотопные исследования позволяют определить не только возраст тех или иных объектов, но и дают возможность оценить длительность существования жизни на Земле. Например, в датированных свинцово-урановым методом отложениях железистых формаций Канады (3000 млн лет) обнаружены следы сульфатредуцирующих бактерий, которых нет в самых древних датированных отложениях (3800 млн лет), обнаруженных в Западной Гренландии. Однако в этих отложениях соотношение органического углерода и углерода карбонатов такое же, что и в настоящее время. Отсюда следует вывод о том, что геохимический углеродный цикл, связанный с фотосинтезом, стабилизировался около 3800 млн лет назад.

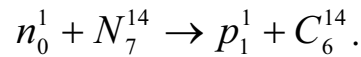
Одним из наиболее важных методов радиоизотопной геохронологии, позволяющих исследовать такие события, как эволюция и миграция *Homo sapiens*, развитие и гибель мамонтовой фауны, эволюция многолетнемерзлых пород и ледников, развитие гидросферы и современного растительного покрова, является *радиоуглеродный метод*.

Теоретическое предсказание и экспериментальное подтверждение образования в атмосфере космогенного изотопа C^{14} было выполнено в 1940-е гг. У. Либби, который не только решил физико-химическую

задачу, связанную с изменением концентраций C^{14} в атмосфере и его распределением в углеродосодержащих объектах, но впервые определил возраст образцов древесины в погребениях египетских фараонов и древесных колец с известным возрастом. Эти работы были удостоены Нобелевской премии 1960 г.

Углерод – один из самых распространенных элементов во Вселенной и основа существования жизни на Земле. В природе распространены три изотопа – два стабильных C^{12} и C^{13} и один радиоактивный C^{14} . Их соотношение примерно таково: C^{12} – 98,89 %, C^{13} – 1,11 %, количество C^{14} в современном органическом веществе в 10^{12} (т. е. в триллион раз) меньше, чем C^{12} , а в древней органике в $10^{14} \dots 10^{15}$ раз меньше.

Радиоактивный углерод C^{14} формируется в верхних слоях атмосферы в реакциях стабильного изотопа азота N^{14} с образовавшимися в результате космического облучения вторичными нейтронами:



Образовавшиеся атомы C^{14} при взаимодействии с кислородом атмосферы переходят в молекулы диоксида углерода. Происходит быстрое перемешивание CO_2 в атмосфере и гидросфере, и концентрация радиоактивного изотопа углерода становится постоянной, соответствующей состоянию равновесия. Молекулы углекислого газа попадают в ткани растений в результате фотосинтеза, а также путём поглощения через корни. Концентрация C^{14} в живых зелёных растениях также остается постоянной, поскольку распад C^{14} уравнивается его поглощением из атмосферы. В организме травоядных животных и в тканях тех животных, в чей организм углеродосодержащие ионы попадают из атмосферы, концентрация C^{14} также постоянна в течение их жизни. Когда растение или животное умирает, поглощение C^{14} из атмосферы прекращается, и в результате радиоактивного распада концентрация C^{14} уменьшается. При распаде радиоактивного углерода испускается β -частица с энергией 0,155 МэВ и образуется стабильный изотоп азота ^{14}N . Содержание естественного C^{14} в современной древесине составляет около $1 \cdot 10^{-10}$ %. Удельная активность углерода биосферы оценивается примерно в 14 расп/(мин·г).

Период полураспада изотопа C^{14} , т. е. время, за которое его концентрация и активность уменьшаются вдвое, составляет 5568 ± 30 лет, и можно легко вычислить возраст того или иного образца органики по формуле

$$A(t) / A_0 = \exp(-0,693t/5568), \quad (8.16)$$

где t – возраст органического вещества, т. е. время, истекшее с момента смерти растения или животного, год; $A(t)$ и A_0 – удельная (в расчёте на единицу массы) активность древнего и современного образца соответственно.

Определение возраста по радиоуглероду основывается на ряде допущений, а именно: интенсивность космического излучения и, как следствие, концентрация радиоуглерода остаются постоянными в пределах углеродной хронологической шкалы; время обмена радиоуглерода между атмосферой и биосферой значительно меньше периода полураспада C^{14} и постоянно на протяжении тысячелетий; содержание радиоуглерода в образце убывает только в результате радиоактивного распада.

В заключение можно подчеркнуть, что изотопная геохронология является важнейшей отраслью геологических, географических и археологических исследований, дающей точную датировку событий, происходивших на Земле.

8.4. Метод «меченых» атомов

Наиболее известная область применения изотопов непосредственно не связана с различием в их физических или химических характеристиках, а определяется тем, что распространённость того или иного изотопа в природных условиях является достаточно жёстко фиксированной величиной. Как показали многочисленные измерения, максимальные вариации относительного содержания изотопов в их естественной смеси не превосходят 1...2 %, а для многих из них и на порядок меньше. Небольшие колебания природной распространённости изотопов у лёгких элементов определяются незначительными изменениями изотопного состава при испарении, растворении, диффузии и т. д. У ряда элементов, содержащихся в земной коре и являющихся продуктами распада природных радиоактивных атомов, изотопный состав также несколько варьируется из-за разного содержания материнского изотопа в той или иной породе. При этом некоторые изотопы присутствуют в естественных условиях в очень малых количествах – на уровне десятых и сотых долей процента и менее. Кроме того, подавляющее большинство радиоактивных изотопов в земных условиях вообще не обнаруживается и может быть получено только искусственным путём. Все это открывает уникальные возможности для изучения всевозможных химических, биологических, экологических и многих других процессов введением в исследуемую среду веществ, имеющих отличный от природного изотопный состав (метод «меченых» атомов или изотопных индикаторов).

По мере протекания того или иного процесса, регистрация пространственного распределения изотопа, внесённого в каком-либо месте в систему сверх его природного содержания, или определение его концентрации в продуктах взаимодействия разных веществ позволяют судить о скоростях и механизмах химических реакций, структуре многоатомных молекул, процессах обмена, синтеза и распада химических

соединений в живых организмах, прослеживать пути переноса вещества в технологических процессах, изучать распространение загрязняющих веществ в почве, атмосфере, гидросфере и многое другое. При этом метод изотопных индикаторов выгодно отличается от всех остальных двумя обстоятельствами: во-первых, химические свойства изотопов практически не различаются, а избыток или недостаток какого-либо из них в смеси нескольких изотопов не влияет на ход химической реакции; во-вторых, данные методы обладают уникально высокой чувствительностью.

В качестве изотопной метки во многих случаях используются радиоактивные изотопы, как это было предложено ещё основателями метода «меченых» атомов Д. Хевеши и Ф. Панетом. Техника регистрации того или иного типа излучения в настоящее время настолько высока, что позволяет регистрировать отдельные атомы и проводить надёжные количественные измерения. Однако из-за присутствия фонового излучения (источником происхождения которого являются космические лучи, радиоактивность атмосферы и земной коры) частота отчётов детектора должна превышать некоторый порог, который для грубых оценок по порядку величины можно положить равным 1 импульсу в секунду. Если в детектор попадает 10 % частиц, то оказывается, что минимально возможная активность A изучаемого образца должна быть порядка 10 распадов в секунду. Как следует из определения активности, число радиоактивных ядер при этом должно составлять:

$$N = A/\lambda = AT/0,693. \quad (8.17)$$

Если, например, в качестве радиоактивного индикатора использовать изотоп фосфора P^{32} с периодом полураспада $T = 14,4$ дня (часто применяемый в сельском хозяйстве для исследования усвояемости фосфорных удобрений), то минимально возможное число регистрируемых атомов фосфора будет составлять $2 \cdot 10^7$, что соответствует их массе 10^{-15} г. Такие ничтожно малые количества не поддаются определению другими методами. Более того, применяя специальные методы выделения сигнала из фона (в частности, дискриминируя регистрируемые частицы по их энергии) можно ещё понизить предел обнаружения «меченых» атомов.

Практически для каждого элемента можно подобрать тот или иной радиоактивный изотоп, применение которого наилучшим образом удовлетворяет условиям поставленной задачи. На выбор влияет, главным образом, период полураспада изотопа, тип и энергия его излучения и, разумеется, его стоимость. Впрочем, последнее условие не ограничивает выбор изотопов, поскольку в методе радиоактивных индикаторов для надёжной регистрации в каждом отдельном анализе требуется их малое количество.

Очевидно, что период полураспада изотопа не должен быть слишком мал, чтобы успеть внести его в исследуемую систему и проследить его пе-

ремещение или успеть выделить его в качестве продукта какой-либо реакции до того, как большая часть ядер радиоактивного изотопа распадётся. Однако период полураспада не должен быть и слишком велик, поскольку тогда, в соответствии с формулой (8.17), понижается чувствительность метода. Оптимальное значение T при этом лежит в диапазоне от нескольких часов до нескольких месяцев. Желательно также использовать изотопы, дающие монохроматические пучки частиц или γ -квантов, поскольку их легче выделить на фоне шумового излучения. Отметим, что плодотворной оказалась идея использовать в качестве «меченых» атомов β^+ -радиоактивные изотопы, испускающие позитроны. Возникающее при этом вторичное монохроматическое аннигиляционное излучение широко используется в методах компьютерной томографии в медицине (см. гл. 7).

Наряду с радиоактивными в качестве изотопных индикаторов часто применяют и стабильные изотопы, особенно в тех случаях, когда недопустимо радиоактивное облучение и радиоактивное заражение живых организмов и окружающей среды. Техника обнаружения стабильных изотопов сложнее, она базируется на методах масс-спектрометрии, оптических методах, методах ядерного магнитного резонанса и ряде других, причем чувствительность всех этих методов на несколько порядков ниже, хотя и значительно превосходит чувствительность обычных химических методов.

Для количественного анализа при применении изотопных индикаторов, как правило, пользуются методом изотопного разбавления, суть которого заключается в добавке к анализируемой пробе меченого вещества. По степени его разбавления судят о содержании в пробе анализируемого вещества. Главной особенностью данного метода является возможность количественных измерений при неполном выделении вещества в ходе химической реакции или какого-либо другого процесса.

8.5. Ядерно-физические методы поиска полезных ископаемых

Широкий круг задач, связанных с происхождением и эволюцией Земли, с изучением строения и свойств земной коры, с поиском и добычей полезных ископаемых, решает *ядерная геофизика*. В данном параграфе рассмотрены физические принципы и методические основы использования ядерной физики при поиске полезных ископаемых.

8.5.1. Радиометрическая разведка

Радиометрическая разведка основана на измерении полей ионизирующих излучений естественных радиоактивных элементов. По условиям применения в разведке выделяют полевые методы поисков и оценки аномалий, методы опробования руд на месте залегания и ме-

тоды лабораторного анализа. К первой группе отнесены самолётная, автомобильная, пешеходная, глубинная и подводная γ -съёмки, эманационная съёмка, методы радиогенного свинца и радиационных дефектов. Вторую группу составляют γ -каротаж и радиометрическое опробование, третью – α -, β -, γ -анализ, эманационные методы анализа.

Главная область применения радиометрической разведки – поиск и разведка месторождений U и Th, содержащих основное сырьё для атомной энергетики.

Лабораторные методы радиометрического анализа применяют для определения содержания или активности естественных радиоактивных элементов в горных породах, рудах, воде и воздухе путём сравнения интенсивностей ионизирующих излучений пробы и стандартного образца с известным содержанием радионуклидов. Пробу и стандартный образец породы помещают в одинаковые контейнеры, форма и размеры которых зависят от измеряемого излучения и конструктивных особенностей детектора (рис. 8.6).

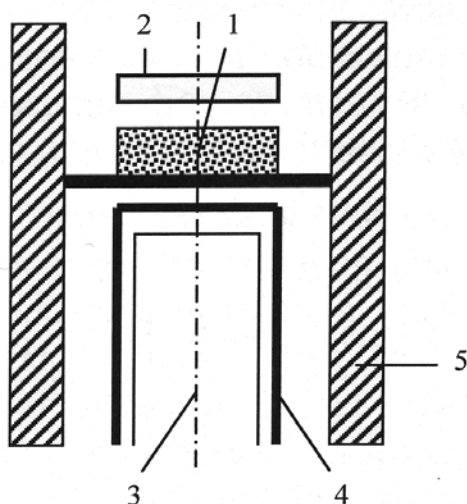


Рис. 8.6. Схема комбинированной установки для радиометрического анализа порошковых проб: 1 – контейнер с пробой; 2 – β -счётчик; 3 – γ -счётчик; 4 – дополнительный экран для поглощения β -частиц и γ -квантов малой энергии; 5 – свинцовый экран

Полевые поисковые методы можно разбить на три группы: 1) методы поиска по излучению; 2) эманационные методы; 3) методы поиска, основанные на различных проявлениях радиоактивного распада. Преобладающее значение имеет первая группа, включающая воздушные (самолётные и вертолётные), автомобильные, пешеходные, глубинные и подводные модификации γ -съёмок. Применение γ -спектральной аппаратуры позволяет получить широкую геохимическую информацию о рас-

пределении радиоактивных элементов, нередко являющихся индикаторами процессов, происходящих в рудах. Внедрение многоканальных γ -спектрометров даёт возможность, наряду с геологическими задачами, решать некоторые вопросы экологии, ставшие актуальными в связи с загрязнением атмосферы, биосферы и гидросферы естественными и искусственными радиоактивными элементами.

Аэрогамма-съёмка является скоростным методом поиска урановых месторождений, позволяющим локализовать перспективные площади для наземных исследований. На современном этапе она используется также для геолого-геохимического картирования и поисков нерадиоактивных полезных ископаемых (Тl, Та, Nb, Р, Мо, Au, Al, Sn и др.), имеющих генетическую или пространственную связь с зонами аномального распределения урана (радия), тория, калия. Главная область применения авто- и пешеходной γ -съёмки – детальный поиск радиоактивных руд и связанных с ними полезных ископаемых. Регистрация излучения в глубинных шпурах или мелких скважинах (*глубинная γ -съёмка*) является ведущим методом поиска урановых месторождений на площадях, закрытых рыхлыми отложениями. Подводная γ -съёмка, наряду с поиском полезных, ископаемых используется для геологического картирования морских осадков и, в первую очередь, для оконтуривания зон развития песчаных, глинистых или илистых отложений, для детального изучения грунтов при строительстве портовых сооружений, для исследования процессов в мелководных частях шельфа и т. д.

Эманационные методы основаны на регистрации радиоактивных газов (*эманации*) – радона Rn_{86}^{222} , торона Tn_{86}^{220} и актиона An_{86}^{219} , входящих в цепочки последовательных превращений нуклидов уранового, ториевого и актиноуранового рядов. Образующиеся при радиоактивном распаде газы попадают в поры горной породы и, в результате диффузии и конвекции, распространяются в пространстве, окружающем эманационный источник. Изучая распределение эманации в коренных породах, рыхлых отложениях, воде и воздухе, обнаруживают эманационные аномалии, а по ним – локальные скопления радиоактивных руд.

Третья группа поисковых методов основана на физических явлениях, сопровождающих радиоактивный распад. К таким явлениям относятся накопление конечных продуктов в рядах урана, тория, актиноурана (метод радиогенных изотопов свинца) и нарушения в кристаллической решётке под действием ионизирующих излучений (метод радиационных дефектов).

Свинцовый метод является одним из фундаментальных методов ядерной геохронологии (см. п. 8.3). В 1970-х гг. разработаны и внедрены высокопроизводительные методики оценки радиогеохимических аномалий по изотопам свинца, использующиеся при поисках месторождений урана.

Методы радиационных дефектов основаны на пропорциональной зависимости между дозой ионизирующего излучения, полученной минералом за некоторое время, и изменениями в его кристаллической решётке. Под действием ионизирующих излучений возникают точечные непримесные дефекты типа вакансий и междуузельных атомов, образованные путём смещения атомов или ионов из узлов решётки. Наличие радиационных дефектов приводит к изменению окраски минерала, возникновению микротрещин, появлению люминесценции и термолюминесценции, возникновению и усилению парамагнитных свойств. Данные изменения свойств под действием ионизирующих излучений так или иначе используются для изучения и поиска радиоактивных руд.

Наиболее примечательное изменение физических свойств горных пород под влиянием радиации – это возникновение в некоторых минералах парамагнитных центров, которые в переменном магнитном поле вызывают электронный парамагнитный резонанс, характеризующийся резонансным поглощением электромагнитной энергии. Способность к формированию радиационных парамагнитных центров (РПЦ) отмечена у кристаллов кварца, полевых шпатов, кальцита, апатита, циркона и некоторых других минералов.

Метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) основан на эффекте Пашена–Бака (см. гл. 2), который заключается в том, что при наличии постоянного магнитного поля H_0 энергетический уровень электронной оболочки с квантовым числом I расщепляется на $(2I+1)$ подуровней, отделённых друг от друга интервалами энергии

$$\Delta W_I = g_I \mu_B H_0, \quad (8.18)$$

где μ_B – магнетон Бора; g_I – безразмерная константа.

Когда магнитный момент оболочки обусловлен лишь спином электрона s , как в случае РПЦ, то в статическом поле H_0 электроны разбиваются на две группы с энергиями $(-1/2)g_s \mu_B H_0$ и $(+1/2)g_s \mu_B H_0$ при соотношениях числа электронов на верхнем (N_1) и нижнем (N_2) подуровнях

$$N_1/N_2 = \exp(-\Delta W_I/kT^0), \quad (8.19)$$

где k – постоянная Больцмана; T^0 – температура.

Если на данную систему накладывается переменное магнитное поле с резонансной частотой колебаний $\nu_{рез}$, то происходит переход электронов с одного подуровня на другой, причем в процессе перехода с нижнего подуровня на верхний электромагнитная энергия поглощается, а при обратном переходе излучается. Вероятность этих процессов одинакова, но так как населённость нижнего подуровня

(N_2) больше, чем верхнего (N_1), то в итоге происходит поглощение энергии. Условие резонанса имеет вид

$$h\nu_{\text{рез}} = \Delta W_I = g_s \mu_B H_0. \quad (8.20)$$

Поглощённая энергия пропорциональна концентрации парамагнитных центров в изучаемой пробе. Как следует из равенства (8.20), резонансное поглощение энергии пробой можно наблюдать либо при изменении частоты СВЧ-поля при постоянном значении H_0 , либо путём изменения поля электромагнита H_0 при постоянной частоте ν СВЧ-поля. Чаще используется второй способ регистрации спектра ЭПР.

Диаграммы ЭПР служат для определения концентрации радиационных парамагнитных центров путём сравнения амплитуд аппаратурного спектра ЭПР пробы и стандартного образца с известной концентрацией РПЦ.

8.5.2. Радиоактивный каротаж скважин

Одним из основных современных методов разведки новых месторождений нефти и некоторых других полезных ископаемых является *радиоактивный каротаж скважин*, основанный на различии процесса распространения нейтронов и γ -лучей в разных породах. В скважину помещается источник γ -лучей или нейтронов, выше источника – разделяющий фильтр (из свинца для γ -источника, из парафина – для источника нейтронов), а над фильтром – детектор. Скорость счёта детектора зависит от свойств среды. В зависимости от источника и рода детектируемых частиц различают: *γ - γ -каротаж*, *нейтрон-нейтронный каротаж* и *нейтрон- γ -каротаж*. В γ - γ -каротаже скорость счёта падает с увеличением плотности окружающей породы, поэтому этот вид каротажа называют каротажем плотности. Аномально мала плотность угольных пластов, которые хорошо идентифицируются γ - γ -каротажем. Более разнообразную информацию даёт нейтронный каротаж. Распространение нейтронов в горной породе тем хуже, чем больше в ней водорода, так как в водороде нейтроны быстро замедляются, а, замедлившись, поглощаются. Содержание водорода велико как в нефти, так и в воде. Однако нефть практически не содержит примесей, а в воде всегда растворена поваренная соль, ядра хлора которой энергично поглощают нейтроны с испусканием γ -квантов. В результате в нейтрон-нейтронном каротаже счёт детектора более высок для нефти, чем для воды, в нейтрон- γ -каротаже – наоборот. Это позволяет отличать нефтяные пласты от водных.

Упражнения и контрольные вопросы

1. Используя определение для энергии связи ядер (формула (2.1)), получите выражения для энергии реакций деления Q_f и синтеза Q_c через энергии связи ядер, участвующих в реакциях.

2. Определите минимальное значение параметра деления Z^2/A ядер, которым энергетически выгодно поделиться на два одинаковых по массе осколка. Каким ядрам соответствует это значение Z^2/A ? Почему эти ядра не испытывают спонтанного деления, несмотря на энергетическую выгодность такой реакции? При выполнении упражнения используйте формулы для энергии реакции деления $Q_f = G_{Я1} + G_{Я2} - G_{Я}$ и энергии связи ядер (2.6) (пятым членом в формуле (2.6) можно пренебречь).
3. Поясните роль запаздывающих нейтронов в осуществлении управляемой цепной реакции деления.
4. Почему нецелесообразно использовать ускорители заряженных частиц для получения энергии в термоядерной реакции синтеза?
5. Изотоп Np_{93}^{237} с периодом полураспада $T = 2,2 \cdot 10^6$ лет в природе не встречается. В природном калии присутствует в малой концентрации (0,01 %) изотоп K_{19}^{40} с $T = 1,3 \cdot 10^9$ лет. Как эти факты связать с предполагаемым возрастом Земли?
6. Покажите, что при движении излучателя мессбауэровских γ -квантов относительно их поглотителя со скоростью $v \ll c$ линии испускания и поглощения смещены друг относительно друга на величину $\Delta E_\gamma = E_\gamma v/c$, где E_γ – энергия γ -квантов. При столь малых скоростях можно использовать нерелятивистское выражение для доплер-эффекта: $\nu' = \nu + \Delta\nu$.
7. При облучении образца урана в постоянном потоке тепловых нейтронов происходит k делений в секунду. Найдите закон нарастания числа ядер некоторого радиоактивного изотопа L , получающегося непосредственно при делении урана, если константа распада этого изотопа равна λ , а выход цепочки радиоактивных превращений, начинающегося этим изотопом, равен a %.
8. Образец урана облучается в постоянном потоке тепловых нейтронов. Найдите закон накопления во времени второго вещества (константа распада λ_2), если выход соответствующей цепочки равен a %, константа распада первого вещества λ_1 , а число делений в секунду равно k .

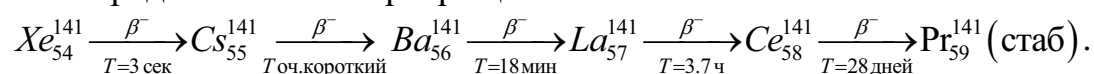
Задачи

1. Рассчитайте энергию отдачи ядра Fe^{57} при испускании γ -кванта, используя законы сохранения энергии и импульса.
2. Из какого минимального числа атомов должен состоять кристалл Fe^{57} , чтобы смещение мессбауэровской линии, когда отдачу принимает на себя кристалл, не превысило её естественной ширины – 10^{-8} эВ?

3. Найдите скорость относительного движения излучателя и поглотителя, при которой доплеровское смещение мессбауэровской линии было бы равно её естественной ширине, т. е. 10^{-8} эВ. При решении используйте результат, полученный в упражнении.
4. Оцените температуру дейтериево-тритиевой плазмы, при которой кинетическая энергия теплового движения ядер равна высоте кулоновского барьера в реакции синтеза. Радиусы ядер равны $R_{\text{я}} = 1,2 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$, см.
5. Вычислите удельную мощность (Вт/кг) β -радиоактивных ядер изотопа Ce^{144} со средней энергией испускаемых электронов 0,1 МэВ и $T = 285$ дней и α -радиоактивного изотопа Po^{210} с энергией α -частиц 5,3 МэВ и $T = 138$ дней.
6. Быстрый бриддерный реактор имеет поток быстрых нейтронов 10^{18} нейтронов/м² с и мощность $2 \cdot 10^8$ Вт/м³. Предполагая, что средняя плотность изотопа U^{235} в активной зоне реактора составляет примерно 6000 кг/м³ (около 1/3 плотности металлического урана), оцените эффективное сечение деления U^{235} на быстрых нейтронах.
7. Вычислите энергию, выделяемую в расчёте на один нуклон в реакции $H_1^2 + H_1^3 \rightarrow n_0^1 + He_2^4$, и сравните её с энергосодержанием в реакции деления. Рассчитайте массу гелия, образующегося каждую секунду при протекании этой реакции с выделением мощности 3200 МВт.
8. Теплотворная способность бензина составляет $3 \cdot 10^7$ Дж/кг. Какая масса бензина эквивалентна по энергосодержанию 1 кг тяжёлой воды (D_2O), если эту воду можно было бы «сжечь» в термоядерной реакции $H_1^2 + H_1^2 \rightarrow H_1^1 + H_1^3$?
9. Природный уран, добываемый в настоящее время на большинстве месторождений, содержит 99,28 % U^{238} , 0,715 % U^{235} , 0,0058 % U^{234} . Периоды полураспада этих изотопов урана соответственно равны $4,5 \cdot 10^9$; $7,13 \cdot 10^8$; $2,48 \cdot 10^5$ лет. Поскольку данные изотопы урана обладают различными периодами полураспада, соотношение между ними в природном уране с течением времени меняется. Определите процентное соотношение между U^{238} и U^{235} в природном уране: 1) 2 млрд лет назад; 2) через 2 млрд лет (присутствием в природном уране U_{92}^{234} при решении этой задачи можно пренебречь).
10. Конечным продуктом распада природного U^{238} является Pb^{206} . В природном уране содержится 99,28 % U^{238} . Определите возраст урановой руды, если известно, что на 1 кг природного урана в ней к настоящему времени приходится примерно 310 г Pb^{206} .
11. При археологических раскопках были обнаружены сохранившиеся деревянные предметы, активность C^{14} в которых оказалась равной

10 распадам в минуту на 1 г содержавшегося в них углерода. В живом дереве приходится в среднем 14,5 распадов C^{14} за минуту на 1 г углерода. Исходя из этих данных, определите возраст обнаруженных предметов.

12. Среди осколков деления урана наблюдается изотоп Kr_{36}^{89} , имеющий период полураспада 2,6 мин. Найдите количество атомов этого изотопа в процентах от числа разделившихся атомов урана, которое накопится в образце урана после 5 мин облучения в постоянном потоке тепловых нейтронов, если выход соответствующей цепочки $a = 4,6\%$.
13. Среди осколков деления урана наблюдается изотоп He_{54}^{141} . Выход его на одно деление равен 5,7%. При распаде его образуется цепочка радиоактивных превращений:



Определите число La_{57}^{141} (в процентах от числа разделившихся атомов урана), которое накопится в образце урана при облучении его в течение часа в постоянном потоке тепловых нейтронов.

14. Возможно ли резонансное возбуждение 137 кэВ уровня Ta_{83}^{182} γ -квантами с той же энергией, если среднее время жизни в этом состоянии равно $2 \cdot 10^{-15}$ с?
15. Ядра U^{235} наряду с α -распадом ($T = 7 \cdot 10^8$ лет) испытывают спонтанное деление (среднее время жизни $\tau_f \approx 3 \cdot 10^{17}$ лет). Оцените количество ядер в 1 г чистого U^{235} , испытывающих спонтанный распад в течение 1 ч. Сколько α -распадов происходит в том же образце за 1 ч?
16. Пластика из естественного металлического урана размерами $1 \times 1 \times 0,1$ см³ облучается в параллельном потоке тепловых нейтронов 10^9 нейтронов/см²с в течение 24 ч. Оцените полную энергию, выделившуюся при делении.
17. Активная зона реактора представляет куб из графита со стороной 8,6 м, в котором имеется 1800 каналов для тепловыделяющих элементов. Последние представляют собой цилиндры из естественного урана длиной 30,5 см и диаметром 2,3 см. Полагая средний поток тепловых нейтронов в реакторе равным $0,5 \cdot 10^{10}$ нейтронов/см²с и пренебрегая самопоглощением тепловых нейтронов в уране, оцените мощность реактора, считая, что в одном делении выделяется в среднем энергия около 200 МэВ.
18. При делении урана U^{235} выделяется около 200 МэВ. Какая доля начальной массы $U^{235} + n$ превращается в энергию?

Глава 9 ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ЭКОЛОГИИ

Человечество вступило в третье тысячелетие, и наряду с выдающимися достижениями, с гигантским опытом, накопленным во многих сферах жизнедеятельности, возникли глобальные проблемы, определяющие дальнейшее развитие человека. Одна из таких проблем – это проблема взаимодействия человека с окружающей средой в условиях научно-технического прогресса. Широкое развитие химических технологий, энергетики, автотранспорта и т. д. имеет не только позитивные, но и негативные аспекты, главным из которых является техногенное воздействие на природу и человека. Некоторый оптимизм внушает тот факт, что в последние десятилетия человечество осознало пагубность потребительского отношения к природе. В настоящее время во всех развитых странах проводятся научные исследования влияния различных техногенных (и природных) факторов на здоровье человека и окружающую среду.

С точки зрения приложений ядерной физики в экологии такими факторами являются, в первую очередь, природная и искусственная радиоактивность. В этой главе рассмотрены основные источники природной радиации и техногенного радиоактивного загрязнения, даны оценки их вклада в эффективную эквивалентную дозу облучения. Основное внимание уделено проблеме утилизации радиоактивных отходов атомной промышленности и энергетики, а также перспективным направлениям в решении данной проблемы с помощью ядерно-физических методов.

9.1. Естественные и техногенные источники радиации

Естественными источниками радиации являются космические лучи и естественная радиоактивность.

Космические лучи представляют собой поток ядерных частиц – *первичное космическое излучение*. Средняя энергия космических частиц составляет 10^{10} эВ (в максимуме до 10^{19} эВ). Первичное космическое излучение состоит из протонов (79 %), α -частиц (20 %), ядер атомов лития, бериллия, углерода, азота и кислорода (0,78 %) и ядер атомов, заряд которых $Z > 10$ (0,22 %). Во время солнечных вспышек интенсивность космического излучения может возрасти на 4...100 %.

При ядерном и электромагнитном взаимодействии космических ядерных частиц с атмосферой возникает *вторичное космическое излучение*, состоящее из γ -квантов, электронов, позитронов, нейтронов и мезонов (π^\pm, π^0, μ^\pm -мезонов). Первичное космическое излучение почти полностью поглощается земной атмосферой, а до поверхности Земли доходят, главным образом, вторичные космические лучи. Вклад космического излучения в суммарную дозу, обусловленную внешними естественными источниками радиации, составляет примерно 30...40 %.

Естественная радиоактивность обусловлена радиоактивными изотопами, присутствующими во всех оболочках Земли: литосфере, гидросфере, атмосфере и биосфере.

В табл. 9.1 приведён перечень основных естественных радиоактивных изотопов (кроме продуктов распада радиоактивных семейств, см. гл. 3), а также некоторые их характеристики.

Таблица 9.1

Характеристики основных естественных изотопов

Элемент	Радиоактивные изотопы	Период полураспада, годы	Удельная активность изотопа, Бк/кг	Удельная активность природной смеси изотопов, Бк/кг
Водород	H ³	12,33	$3,6 \cdot 10^{11}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$
Углерод	C ¹⁴	5730	$1,6 \cdot 10^8$	$2,7 \cdot 10^{-4}$
Калий	K ⁴⁰	$1,277 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^2$	$3 \cdot 10^{-2}$
Кальций	Ca ⁴⁸	$2,10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$
Рубидий	Rb ⁸⁷	$4,8 \cdot 10^{10}$	2,4	0,7
Лантан	La ¹³⁸	$1,28 \cdot 10^{11}$	1,4	$1,2 \cdot 10^{-3}$
Торий	Th ²³²	$1,405 \cdot 10^{10}$	4,1	12,6
Актино-уран	U ²³⁵	$7,038 \cdot 10^8$	$7,8 \cdot 10^2$	25
Уран	U ²³⁸	$4,47 \cdot 10^9$	12,2	24

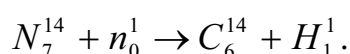
Главным источником поступления во внешнюю среду естественных радиоактивных веществ являются горные породы, возникшие в период формирования и развития планеты. Уровень радиоактивности горных пород варьируется в широких пределах. Повсеместно отмечается большая радиоактивность изверженных пород по сравнению с осадочными. Различия в величинах удельной радиоактивности между первичной горной породой и производной этой породы иногда достигает одного–двух порядков. Это связано с переходом части радиоактивных веществ в воду. Количество радиоактивных веществ в магматических породах пропорционально количеству кремнезема. Наибольшей радиоактивностью среди

осадочных пород обладают глины и глинистые сланцы, наименьшей – относительно чистые осадки: каменная соль, гипс, известняки.

Количество радиоактивных элементов, содержащихся в почвах, определяется их концентрацией в материнской породе. В отдельных районах земного шара отмечаются зоны с повышенным содержанием радиоактивных элементов в горных породах и почвах. Такие зоны обнаружены в районах Памира и Тибета, на территории Бразилии, Индии и Франции. Благодаря непрерывным деструктивным процессам метеорологического, гидрологического, геохимического и вулканического характера, радиоактивные вещества подверглись широкому рассеиванию.

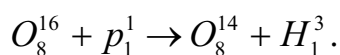
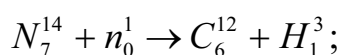
Естественная радиоактивность воздуха обусловлена наличием радиоактивных изотопов, возникающих в атмосфере в результате воздействия космического излучения; радиоактивных газов, поступающих из верхних слоев земной коры и их дочерних продуктов; радиоактивных продуктов, поступающих в результате жизнедеятельности человека; и т. д.

Радиоактивные изотопы, возникающие под воздействием космического излучения, обязаны своим происхождением вторичному космическому излучению, имеющему в своем составе нейтроны различных энергий. Так, под действием нейтронов на ядрах азота воздуха образуется радиоактивный углерод – C^{14} (период полураспада 5730 лет):



Следует отметить, что процессы подобного рода наблюдаются на высоте более 900 м над уровнем моря. В результате воздействия космического излучения на азот атмосферы на нашей планете ежегодно возникает ~ 10 кг C^{14} , а общее количество его в атмосфере планеты составляет около 80 т. В настоящее время существует равновесие между распадом и образованием радиоактивного углерода. Образующийся в верхних слоях атмосферы радиоактивный углерод, соединяясь с кислородом, даёт двуокись углерода CO_2 , которая включается в обычный для углерода цикл обмена между атмосферой, гидросферой, почвой и органическим миром. За многовековой период радиоактивный углерод равномерно распределился в стабильных изотопах, и равновесная концентрация его в смеси изотопов составляет $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ Бк/кг. Это соответствует концентрации радиоактивного углерода в атмосферном воздухе, равной $4,8 \cdot 10^{-5}$ Бк/л.

Другим радиоактивным изотопом, возникающим под действием космического излучения, является тритий (H^3). Его образование протекает, главным образом, в реакциях



Содержание трития (период полураспада – 12,33 года) в окружающей среде в целом постоянно и очень мало (отношение содержания трития к содержанию стабильного водорода составляет величину порядка 10^{-14}).

Под воздействием космического излучения возникают также Be^7 , Be^{10} , F^{32} , S^{35} и другие радиоактивные элементы, но они вносят значительно меньший вклад в общую дозу.

Особое место среди естественных радиоизотопов занимают радиоактивные газы, так называемые *эманации*, возникающие при распаде дочерних продуктов урана (*радон* – Rn^{222}), тория (*торон* – Rn^{220}) и актиноурана (*актинон* – Rn^{219}), содержащихся в земной коре. Скорость образования эманации в породах зависит от содержания в них урана (тория, актиноурана), а также от таких геофизических параметров пород, как плотность и пористость. За счёт диффузии и конвекции каждый из образующихся изотопов радона поступает в атмосферу. Естественно, что радон при прочих равных условиях имеет бóльшую возможность выхода в атмосферу по сравнению с тороном и актиноном, поскольку период полураспада его составляет 3,823 сут, тогда как для торона он равен 55,6 с, а для актинона – 3,96 с.

Многочисленные исследования, проведённые в нашей стране и за рубежом, убедительно доказали, что радон является доминирующим фактором облучения населения: на радон и продукты его распада приходится примерно 70 % дозы облучения, получаемой от всех природных источников радиации. Большую часть этой дозы человек получает от радионуклидов, попадающих в его организм вместе с вдыхаемым воздухом, особенно в непроветриваемых помещениях. В помещения радон поступает, в основном, из почвы под зданием и из стройматериалов.

Техногенные источники радиации возникают в результате деятельности человека. Это, прежде всего, энергетика, причём не только ядерная, но и традиционная (на органическом топливе), а также некоторые отрасли промышленности (нефте- и газодобывающая, химическая и т. п.) и медицина (см. гл. 7). Конечно, наибольшее количество радиоактивности производится на АЭС, однако, с учётом предпринимаемых мер радиационной безопасности по степени вредного воздействия на человека и природу АЭС занимают одно из последних мест. Основным источником техногенного радиоактивного загрязнения окружающей среды являются выбросы теплоэлектростанций (ТЭС), работающих на угле, поскольку там содержится значительное количество урана и тория. Исследования, проведённые в США, показали, что при зольных выбросах в 1 % в атмосферу доза от ТЭС оказалась много большей, чем от АЭС. Кроме того, химические соединения в выбросах ТЭС обладают более выраженными токсическими свойствами по сравнению с радионуклидами на уровне их допустимых содержаний.

9.2. Современные технологии утилизации высокоактивных отходов ядерной промышленности

Подавляющая часть радиоактивных продуктов, образующихся в реакторах, остается в топливе. Например, на немецких АЭС помимо электроэнергии производится около 4000 кг плутония (Pu) (предполагается, что вся энергия вырабатывается на легководных реакторах), значительное количество минорных актинидов (МА) – нептуния (Np), америция (Am) и кюрия (Cm), а также долгоживущих продуктов деления, из которых по массе наибольший вклад дают Te^{99} и I^{129} . При сохранении современного уровня ежегодного производства электроэнергии (~ 150 ТВт·ч) и в предположении тридцатилетнего срока службы немецких АЭС к 2030 г. накопится около 200 т Pu, 10 т Np и Am, а также 1,5 т Cm. Эти огромные количества долгоживущих радионуклидов следует увеличить примерно в 20 раз, учитывая отходы глобальной ядерной электроэнергетики. Некоторые вышеперечисленные тяжёлые радиоактивные металлы (ТМ) представляют значительную радиационную опасность, что наглядно демонстрирует рис. 9.1. Поэтому многие страны осуществляют интенсивные научно-исследовательские программы в поиске наиболее оптимальных способов обращения с высокоактивными отходами (ВАО).

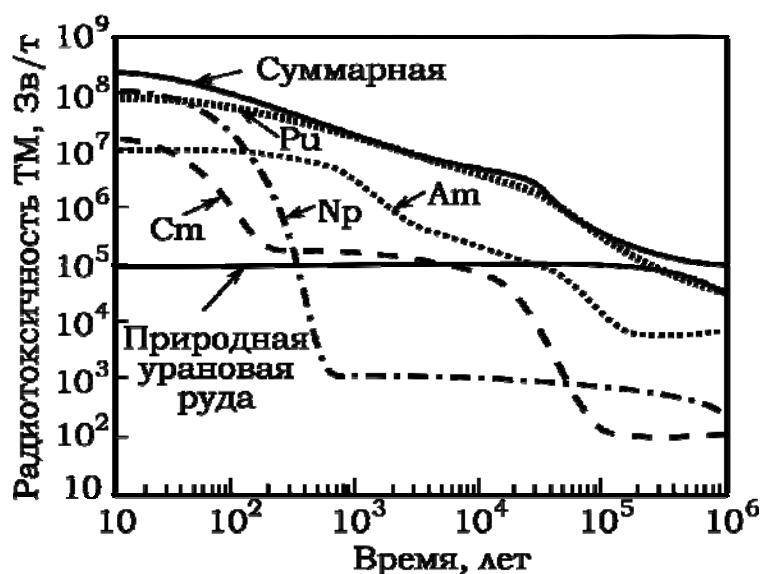


Рис. 9.1. Временная зависимость радиотоксичности (Зв/т) тяжёлых металлов (ТМ), образующихся в ядерных реакторах

Согласно рис. 9.1:

- 1) продукты деления в первые ~ 100 лет после их извлечения из реактора дают основной вклад в потенциальный риск; в последующие 500 лет этот вклад быстро уменьшается и через $10^5 \dots 10^6$ лет становится меньше потенциального риска от природной урановой руды;

- 2) плутоний обуславливает наиболее высокий долговременный потенциальный риск, и его радиотоксичность становится меньше радиотоксичности урановой руды только через 10^6 лет;
- 3) радиотоксичность МА примерно на один порядок меньше радиотоксичности плутония ввиду того, что их содержание в *отработанном ядерном топливе* (ОЯТ) примерно в 10 раз меньше чем плутония.

Такая динамика радиотоксичности обуславливает следующие возможные концепции обращения с ОЯТ и его компонентами.

Захоронение ОЯТ (без переработки) в надёжных подземных хранилищах. Однако хранение непереработанных ВАО связано с долговременным (на многие тысячелетия) риском поступления в окружающую среду токсичных радионуклидов в результате разрушения хранилищ под действием природных катаклизмов, коррозии материалов, из которых они построены, рассыпания отверждённых ВАО. Однако если глубина захоронения достаточно велика (порядка километра и более) и выбраны подходящие для хранения ОЯТ породы, то такой способ утилизации ВАО имеет хорошие перспективы.

Так, например, исследователи британского университета Шеффилда предложили самый радикальный, на их взгляд, способ утилизации отработанных ядерных материалов. По расчётам, подтверждённым лабораторным экспериментом, безопасное и «необратимое» захоронение ВАО можно произвести за сравнительно короткое время, поместив отходы в специальные скважины, пробуренные в гранитных породах на глубине 5 км. Известно, что ОЯТ в течение десятилетий продолжает выделять тепло. Следовательно, гранит в глубине скважины будет плавиться, образуя вокруг отходов жидкую оболочку, которая быстро затвердевает. Экспериментальные исследования показали, что на такой глубине под влиянием чудовищного давления жидкая оболочка превратится в твёрдую скорлупу по истечении нескольких недель после прекращения активного распада отходов. По мнению исследователей, гранит – идеальный материал для создания «вечной» капсулы с начинкой из долгоживущих радионуклидов, поскольку является одной из наименее подверженных эрозии пород. Английские исследователи отвергают опасения некоторых критиков, полагающих, что в таких могильниках могут возникнуть условия для докритического взрыва. Они считают, что их проект намного безопаснее уже существующих технологий создания глубинных геологических могильников.

Первый глубинный могильник был создан в 1963 г. в Советском Союзе. Тогда на территории Сибирского химического комбината (Северск) запустили в эксплуатацию глубокое хранилище, так называемый полигон захоронения жидких радиоактивных отходов, глубиной более 300 м. Сейчас в России несколько подобных могильников, самый глубокий из которых находится близ Димитровградского НИИ атомных реакторов – его глубина

1200 м. Есть они в Германии и США. Финляндия, Швеция, Япония, Китай планируют построить их в ближайшие годы. В США, в 150 км от Лас-Вегаса (штат Невада), в горе Юкка на глубине около 300 м до 2010 г. будет обустроен подземный могильник для хранения 77 тыс. т ОЯТ.

Переработка ОЯТ с выделением плутония для дальнейшего использования с целью получения энергии. В этом случае РАО фракционируют, отделяя продукты деления от долгоживущих МА, и с каждой фракцией обращаются по отдельной технологии. По поводу данного варианта идёт дискуссия, так как использование такого плутония в реакторах на лёгкой воде, изначально разработанных для иного топлива (U^{235}), связано с большими трудностями в модернизации, а главное, в управляемости реакторов. Несомненным минусом является также и то, что использование такого плутония вызовет появление большего количества ВАО.

Разбавление отходов до такой степени, чтобы их активность была сравнима с активностью природной урановой руды. Однако при использовании данного метода существенно увеличивается объём отходов.

Хранение ОЯТ (в этом случае оно рассматривается как РАО) *в специальных поверхностных могильниках до тех пор*, пока не будет разработана эффективная технология его переработки и утилизации.

Трансмутация долгоживущих компонентов РАО. Для этого необходимо осуществить фракционирование ВАО с целью выделения фракций изотопов, подлежащих трансмутированию, и тех, что необходимо захоронить либо после отвердевания, либо после разбавления.

Основой технологии переработки ОЯТ на радиохимических заводах мира является ПУРЕКС-процесс, обеспечивающий высокую степень извлечения урана и плутония (> 99,9 %) с высокой степенью их очистки от продуктов деления ($10^{-8} \dots 10^{-9}$). Сущность процесса состоит в экстракции плутония и урана с помощью специальных растворов из ОЯТ с разделением элементов на стадии восстановительной рекстракции плутония и с переводом их в конечный продукт – оксиды, гексанират, гексафторид – в зависимости от их последующего использования. Вместе с ураном и плутонием можно извлекать и нептуний (> 99 %). В результате этого процесса остаётся значительное количество высокоактивных жидких, азотнокислых солосодержащих отходов (ВАО), в состав которых входят остатки урана и плутония, так называемые «минорные» актиниды – нептуний (если он не был извлечен с первыми двумя или был извлечен только частично), америций, кюрий, а также продукты деления ядер урана и стабильные элементы.

Таким образом, в рамках замкнутого топливного цикла при утилизации отходов в перспективе должны быть предусмотрены два этапа: фракционирование ВАО с последующим отверждением и трансмутация

минорных актинидов и долгоживущих продуктов деления. Проблема фракционирования ВАО с выделением долгоживущих радионуклидов, в первую очередь актинидов, стоит перед всеми странами, развивающими ядерную энергетику. За последние 20 лет было предложено много вариантов технологий фракционирования отходов. Лидирующее место среди них принадлежит экстракционным вариантам. Их можно разделить на 4 группы по классам используемых реагентов:

- 1) экстракция кислыми фосфорорганическими соединениями (Япония, Швеция, Италия, США);
- 2) экстракция нейтральными фосфорорганическими соединениями (США, Япония, Россия, Китай, Германия, Индия);
- 3) экстракция моно- и диамидами (Франция);
- 4) экстракционные технологии на основе смеси реагентов.

Каждый класс реагентов имеет свои недостатки и преимущества. Так, экстракция нейтральными фосфорорганическими соединениями оказывает существенно меньшее по значению влияние на окружающую среду.

9.2.1. Основные положения трансмутации

Трансмутация представляет собой обработку ядерных отходов интенсивным потоком нейтронов с целью превратить трансурановые радионуклиды, в частности Pu и MA и долгоживущие продукты деления в короткоживущие изотопы или стабильные ядра. Если бы удалось полностью выделить Pu и трансмутировать его, то радиотоксичность отходов можно было бы понизить на порядок. Если в дополнение к этому удалось бы трансмутировать MA, то общая радиотоксичность снизилась бы в 100 раз. При трансмутации всех ядерных отходов их радиотоксичность упала бы ниже уровня природной урановой руды примерно через 500 лет.

Трансмутацию можно осуществлять в легководных (водо-водяных под давлением и кипящих) реакторах, быстрых реакторах и электроядерных установках (ЭЯУ) с ускорителем частиц. В быстрых реакторах можно эффективно сжигать нептуний, америций, кюрий, если они не найдут полезного применения в будущем. Согласно концепции трансмутационного топливного цикла ядерной энергетики России, америций должен быть обязательно трансмутирован, а нептуний и кюрий могут направляться на временное хранение. В электроядерных установках можно эффективно трансмутировать нептуний, америций, кюрий и большинство продуктов деления.

Электроядерная установка (рис. 9.2) с ускорителем состоит из 3 главных частей:

- ускорителя протонов;
- мишени, в которой протоны образуют нейтроны в реакциях скалывания, создавая тем самым внешний источник нейтронов;

- подкритического реактора (бланкета).

В области blankets, аналогичной активной зоне обычного реактора, внешние нейтроны вызывают реакции деления, при которых высвобождается тепловая энергия и дополнительные нейтроны (внутренний источник нейтронов). Внутренние нейтроны превращают неделящиеся изотопы в делящиеся.

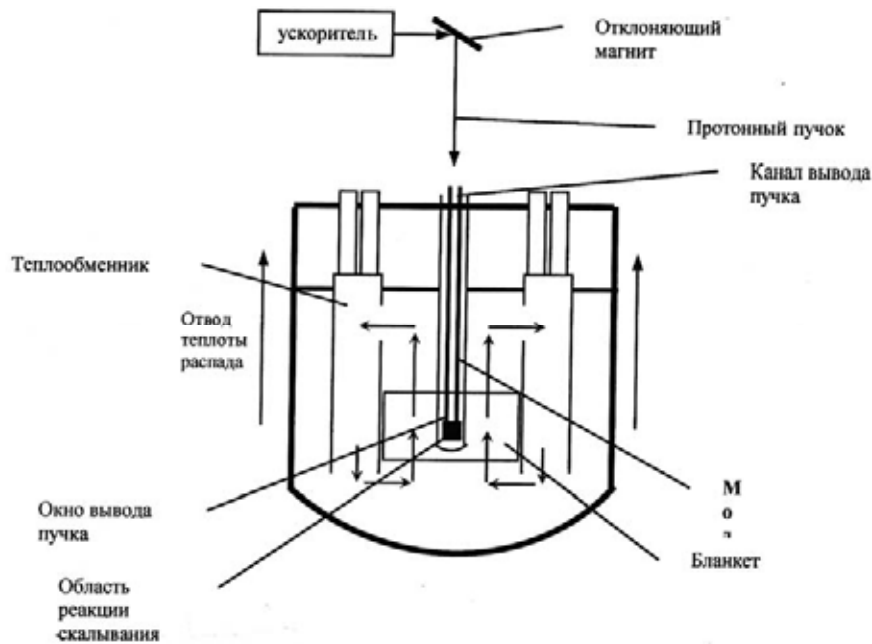


Рис. 9.2. Эскиз электро-ядерной установки с ускорителем

Протоны выводят на мишень через вакуумную инжекторную трубку, оканчивающуюся окошком для вывода пучка. Мишень – это жидкий металл, например свинец, или сплав свинец–висмут. Остановка ускорителя или прерывание протонного пучка немедленно прекращает реакцию деления, за исключением небольшой части, связанной с запаздывающими нейтронами деления. Благодаря подкритичности системы, можно получить преимущества в сфере безопасности.

К ЭЯУ с ускорителем частиц предъявляются следующие требования:

- 1) приемлемый уровень подкритичности (0,97...0,98);
- 2) приемлемое выгорание топлива и распределение энергии в blankets;
- 3) радиационная стойкость;
- 4) высокая скорость отвода тепла от выпускного окна и области, где протекает реакция скалывания.

Интерес к трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов с использованием быстрых реакторов и ускорителей протонов впервые появился в Японском научно-исследовательском институте атомной энергии (JAERI) в начале 1970-х гг. В институте была разработана про-

грамма концептуальных исследований «Омега», которая успешно выполнялась все эти годы. Затем расчётные исследования производились в Брукхейвенской национальной лаборатории (США). Впоследствии интенсивные работы по трансмутации отходов с использованием ускорителей начались в Лос-Аламосской национальной лаборатории (США). В конце 1980-х гг. в Институте теоретической и экспериментальной физики (Россия) было начато изучение трансмутации отходов с использованием ускорителей протонов и проработка принципиальных основ конструкции электроядерных установок.

Наиболее известным проектом является Energy Amplifier (*проект EA*), разработанный К. Руббиа. Модуль состоит из блока мощностью 1500 МВт, имеющего тепловой отвод из blankets и окна вывода пучка за счёт естественной циркуляции. Окно представляет собой полушарие диаметром 150 мм и толщиной 1,5...3,0 мм, сделанное из W или W-Re сплава. Генерируемая тепловая энергия контролируется исключительно величиной тока ускорителя протонов. Материал мишени и теплоноситель – жидкий Pb. Недостатками этого проекта являются неудачное распределение энергии по blanketу, большая высота, необходимая для обеспечения естественной циркуляции (около 30 м), и большие потоки энергии на поверхности окна (порядка 650 Вт/см²).

Другой вариант – охлаждаемая Pb-Bi теплоносителем демонстрационная установка, разработанная итальянскими учеными. Ускоритель имеет циклотронную схему на основе SINQ из Института Пауля Шеррера в Швейцарии. Основное новшество заключается в том, что циркуляция теплоносителя первого контура улучшена инъекцией азота в жидкий металл поверх blankets. Это значительно снижает высоту зоны естественной циркуляции. Высота корпуса составляет примерно 10 м.

В обоих проектах охлаждение окна жидким Pb или эвтектикой Pb-Bi – дискуссионный вопрос, нуждающийся в дальнейшем изучении. Известно, что эти материалы при повышенных температурах вызывают сильную коррозию конструкционных материалов, например стали. Следовательно, необходимы специальные меры для предотвращения коррозии жизненно важных компонентов, имеющих стенки малой толщины. Перспективным направлением является введение замкнутого контура мишени таким образом, чтобы охлаждение выходного окна, области «скола» и blankets осуществляли два отдельных контура. Замкнутый модуль мишени позволяет использовать газ или соли для охлаждения blankets, но при этом всё ещё остаются технически не решёнными проблемы коррозии и охлаждения окна вывода пучка. Один из методов снижения коррозионных эффектов – применение металлов с очень низкой растворимостью в Pb или Pb-Bi, в частности W или Mo. Другая воз-

возможность – формирование на поверхности стали окисной пленки, которая стабилизируется за счёт поддержания системой контроля кислорода концентрации кислорода на уровне 10^{-6} %. Работы по разработке таких систем ведутся в Карлсруэ (Германия).

9.2.2. Трёхпучковая концепция трансмутации

Основные исследования сосредоточены на варианте так называемой *трёхпучковой концепции* (FZK). Основной её особенностью является то, что в средней области blankets расположены три мишени. Каждая мишень состоит из 7 топливных сборок, охлаждаемых жидким Pb или сплавом Pb-Bi. Труба, по которой проходит пучок, оканчивается стальным окном в виде полусферы. Номинальная мощность равна 1500 МВт. Каждый пучок протонов имеет мощность около 4 МВт, их энергия равна 1 ГэВ, сила тока составляет около 4 мА и зависит от фактора эффективной критичности.

Для такой геометрии были проведены *нейтронные расчёты*, при которых использовались компьютерные программы для моделирования реакций скалывания, каскадных реакций, источника нейтронов, смещения по энергии, выгорания, облучения, распада и трансмутации, поведения реакторов. (HETC/LANET, MCNP/MCNPX, TWODFANT, KORJGEN/KARBUS/KARPOS, ERANOS). В связи с выбором конструкции blankets и мишени, проводят *работы по термогидравлике*, в частности изучают распределение температуры в blankets и мишени и отвод тепла от них в нормальных и аварийных условиях. Здесь также применялись компьютерные программы CFX, FIDAR, FLUTAN.

После проведения нейтронных расчётов и работ по термогидравлике были получены следующие результаты. В трёхпучковой концепции максимальный линейный поток тепловой энергии в топливных сборках (Pu или MA + Zr) в начале и через 250 сут эксплуатации равен соответственно 405 и 442 Вт/см при диаметре элемента 8,2 мм и отношении высоты и диаметра, равном 1,338. Это примерно в 2 раза меньше чем в проекте EA. Радиальный формфактор имеет почти одинаковую величину по всей активной высоте blankets (1500 мм).

Термогидравлические расчёты для замкнутой мишени скалывания мощностью 4 МВт определили температуру в центре окна вывода пучка. Охлаждение производилось за счёт естественной конвекции. Средние тепловые потоки – 110 Вт/см, что технически возможно при высоте тяги 10 м внутри мишени и потоке около 70 м/час. Эти результаты значительно лучше, чем при реализации концепции одного пучка. При исследовании *поведения топлива* были изучены научные данные о термогидравлических и термохимических свойствах топлива ThO_2 , UO_2 и $\text{ThO}_2 - \text{UO}_2$ – изменение плотности при облучении, теплопроводности в функции температуры

и обеднения, удержании газообразных продуктов деления, чувствительности оболочки твэла к коррозионному растрескиванию и химическим повреждениям оболочки. Были проведены также эксперименты по облучению топливных элементов в высокопоточном реакторе HRF. Ведутся исследования в области проблем технологии изготовления, вибрационного уплотнения и сухой переработки топлива, содержащего америций.

При решении *вопросов безопасности* применяют две программы численных расчётов: SAS4A и SIMMER III. Цель анализа – оценить условия, ведущие к повреждению топливных элементов, определить ресурс blankets по теплоотводу и требования к системе охлаждения реактора (SAS4A), а также моделирование переходных процессов с тяжёлыми последствиями аварий с повреждением активной зоны в охлаждаемых тяжёлым металлом критических системах сжигания отходов, которые в настоящее время адаптируются для применения в ЭЯУ с ускорителем частиц (SIMMER III).

Сравнение по параметрам безопасности подкритической ЭЯУ с ускорителем и критического реактора выявило различия в процессе изменения энергии при переходных процессах. Вариации энергии обусловлены движением небольшой массы топлива или поглотителя в аксиальном направлении через blanket, которое вводит положительную или отрицательную реактивность. Было показано, что в критической системе возмущение может вызвать значительное увеличение или уменьшение мощности. Напротив, переходные процессы в ЭЯУ с ускорителем слабо влияют на изменение мощности, так как доминирующее влияние на реактивность оказывают внешние нейтроны, возникающие в реакциях скалывания. Поэтому ЭЯУ с ускорителем управляется, главным образом, протонным пучком.

В заключение можно сказать, что трансмутация является приоритетным направлением в исследованиях, направленных на разумное и экологически более щадящее обращение с высокоактивными отходами ядерной промышленности.

Одна ЭЯУ с ускорителем частиц могла бы трансмутировать около 1200 кг тяжёлых металлов на 1 ТВт·ч произведённой электроэнергии. Посредством отделения и выжигания более 99 % актинидов из отходов реакторов на лёгкой воде можно понизить радиотоксичность остающихся ядерных отходов примерно в 100 раз, после чего их токсичность через несколько сотен лет будет ниже радиотоксичности природной урановой руды. С технической точки зрения трансмутация представляет собой многообещающий и инновационный способ обращения с радиоактивными отходами. Однако существует ещё большое количество нерешённых вопросов, касающихся широкого применения таких электроядерных установок с ускорителями заряженных частиц. В этом направлении ведутся интенсивные исследования в научных лабораториях многих стран мира.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Радионуклиды, получаемые на ускорителях заряженных частиц, некоторые их ядерно-физические данные и ядерные реакции, приводящие к их образованию.

Данные распада					Основные ядерные реакции
Радионуклид	Период полураспада	Тип распада, (%)	Граничная энергия β -спектра, кэВ	Основные γ -линии, кэВ	
C^{11}	20,3 мин	β^+ (99,8)	960	511	$N^{14}(p,\alpha)C^{11}$ $B^{11}(p,n)C^{11}$ $B^{10}(d,n)C^{11}$ $C^{12}(He^3,He^4)C^{11}$ $C^{12}(p,pn)C^{11}$
N^{13}	9,96 мин	β^+ (100)	1190	511	$C^{12}(d,n)N^{13}$ $O^{16}(p,\alpha)N^{13}$
O^{15}	2,03 мин	β^+ (99,9)	1723	511	$N^{14}(d,n)O^{15}$
F^{18}	109,7 мин	β^+ (96,9)	635	511	$O^{16}(He^3,p)F^{18}$ $O^{16}(\alpha,d)F^{18}$ $Ne^{20}(d,\alpha)F^{18}$ $Ne^{20}(d,x)Ne^{18} \rightarrow$ $Ne^{18}(\beta^+,1,7c)F^{18} \rightarrow$ $Ne^{20}(He^3,\alpha n)Ne^{18}$ $Ne^{18}(\beta^+,1,7c)F^{18}$ $O^{16}(^3He,n)Ne^{18} \rightarrow$ $Ne^{18}(\beta^+,1,7c)F^{18}$
Mg^{28}	21,1 ч	$\beta^-(100)$	460	401 942 1342	$Mg^{26}(t,p)Mg^{28}$ $Al^{27}(t,2p)Mg^{28}$ $Mg^{28}(\alpha,2p)Mg^{28}$ $Al^{27}(\alpha,3p)Mg^{28}$ $Si^{30}(\gamma,2p)Mg^{28}$ {Si, P, S, Cl, Ar, K} $(p,x)Mg^{28}$

P^{30}	2,5 мин	$\beta^+(100)$	3245	511	$P^{31}(p,pn)P^{30}$ $Al^{27}(\alpha,n)P^{30}$ $Si^{28}(He^3,p)P^{30}$ $Si^{28}(\alpha,d)P^{30}$
Cl^{34m}	30,2 мин	$\beta^+(53)$ ИП(47)	1350 2470	146 511 1176 2127	$Cl^{35}(p,pn)Cl^{34m}$ $S^{32}(He^3,p)Cl^{34m}$ $P^{31}(\alpha,n)Cl^{34m}$
S^{38}	2,8 ч	$\beta^-(100)$	1005 3000	1942	$Ar^{40}(p,3p)S^{38}$ $Ar^{40}(\gamma,2p)S^{38}$
K^{38}	7,6 мин	$\beta^+(100)$	2600	511 2167	$Ar^{40}(p,3n)K^{38}$ $Ca^{40}(d,\alpha)K^{38}$ $Cl^{35}(\alpha,n)K^{38}$ $Cl^{37}(\alpha,3n)K^{38}$ $Cl^{37}(He^3,2n)K^{38}$ $Ca^{40}(\gamma,pn)K^{38}$ $Ca^{40}(He^3,\alpha p)K^{38}$
K^{33}	22,2 час	$\beta^-(100)$	460 827 1218 1839	373 618	$Ar^{40}(\alpha,p)K^{33}$ $V(d,x)K^{33}$ $V(p,расщ)K^{33}$
Sc^{47}	3,42 сут	$\beta^+(100)$	439	159	$Ti^{48}(\gamma,p)Sc^{47}e^-$ $V^{51}(\gamma,\alpha)Sc^{47}e^-$ $Ti^{np}(d,x)Ca^{47} \rightarrow$ $Ca^{47}\beta^-, 4,5\text{сут})Sc^{47}$ $Ni(p, расщ)Sc^{47}$
Ti^{45}	3,08 ч	$\beta^+(86)$ ЭЗ(14)	1044	511 720	$Sc^{43}(p,n)Ti^{45}$ $Sc^{45}(d,2n)Ti^{45}$ $Ca^{44}(He^3,2n)Ti^{45}$
Cr^{48}	21,6 ч	ЭЗ(100)		112 308	$V^{51}(d,5n)Cr^{48}$ $Ti^{np}(He^3,xn)Cr^{48}$ $Ti^{np}(\alpha,xn)Cr^{48}$
Cr^{51}	27,7 сут	ЭЗ(100)		320	$V^{51}(p,n)Cr^{51}$ $V^{52}(p,2n)Cr^{48}$ $Ti^{np}(He^3,xn)Cr^{51}$ $Ti^{np}(\alpha,xn)Cr^{51}$
Mn^{51}	46,2 мин	$\beta^+(97)$ ЭЗ(3)	2210	511	$Cr^{50}(d,n)Mn^{51}$ $Cr^{52}(d,2n)Mn^{51}$ $V^{51}(He^3,3n)Mn^{51}$
Mn^{52m}	21,1 мин	$\beta^+ + ЭЗ$ (98,25) ИП(1,75)	2631	511 1434	$Cr^{52}(p,n)Mn^{52m}$ $Cr^{52}(d,2n)Mn^{52m}$ $V^{51}(He^3,2n)Mn^{52m}$

Mn ⁵²	3,6 сут	$\beta^+(27,9)$ ЭЗ(72,1)	575	511 744 936 1434	Cr ⁵² (p,n) Mn ⁵² Cr ⁵² (d,2n) Mn ⁵² V ⁵¹ (He ³ ,2n) Mn ⁵²
Fe ⁵²	8,3 ч	$\beta^+(56,5)$ ЭЗ(43,5)	804	169 511	Cr ^{np} (a,xn) Fe ⁵² Cr ^{np} (3He,xn) Fe ⁵² Ni(p, расщ.) Fe ⁵²
Co ⁵⁵	18 ч	$\beta^+(77)$ ЭЗ(23)	550	477 511 931 1409	Fe ⁵⁴ (d,n) Co ⁵⁵ Fe ⁵⁶ (p,2n) Co ⁵⁵ Fe ^{np} (He ³ ,x) Co ⁵⁵ Mn ⁵⁵ (He ³ ,3n) Co ⁵⁵ Mn ⁵⁵ (α ,4n) Co ⁵⁵
Ni ⁵⁶	6,1 сут	ЭЗ(100)		158 269 480 750 812	Fe ⁵⁴ (α ,2n) Ni ⁵⁶ Fe ⁵⁶ (He ³ ,3n) Ni ⁵⁶
Ni ⁵⁷	36 ч	$\beta^+(40)$ ЭЗ(60)	350	127 511 1378 1919	Fe ⁵⁴ (α ,n) Ni ⁵⁷ Fe ⁵⁶ (He ³ ,2n) Ni ⁵⁷
Cu ⁶¹	3,4 ч	$\beta^+(62)$ ЭЗ(38)	560	67 283 511 656 1186	Ni ⁶⁰ (d,n) Cu ⁶¹ Ni ^{np} (α ,x) Cu ⁶¹ Co ⁵⁹ (a,2n) Cu ⁶¹ As ⁷⁵ (p,расщ.) Cu ⁶¹
Zn ⁶² ↓ генератор ↓ Cr ⁶²	9,1 ч 9,7 МИН	$\beta^+(6,9)$ ЭЗ(93,1) $\beta^+(97,8)$	660	507 511 548 597 511 1173	Cu ⁶³ (p,2n) Zn ⁶² Ni ⁶⁰ (α ,2n) Zn ⁶² Ni ⁶⁰ (He ³ ,n) Zn ⁶² Zn ^{np} (γ , xn) Zn ⁶²
Ga ⁶⁷	78,3 ч	ЭЗ(100)		93 185 300	Zn ⁶⁶ (d,n) Ga ⁶⁷ Zn ⁶⁷ (p,n) Ga ⁶⁷ Zn ⁶⁸ (p,2n) Ga ⁶⁷ Zn ^{np} (α ,x) Ga ⁶⁷ Cu ⁶⁵ (He ³ ,n) Ga ⁶⁷ Cu ⁶⁵ (α ,2n) Ga ⁶⁷ As, b, r(p, расщ.) Ga ⁶⁷

Ge ⁶⁸ ↓ генератор ↓ Ga ⁶⁸	288 сут 68,3 мин	ЭЗ(100) β ⁺ (90) ЭЗ(10)	770	511 1077	Ga ⁶⁹ (p,2n) Ge ⁶⁸ Ga ⁷¹ (p,4n) Ge ⁶⁸ Zn ⁶⁶ (He ³ ,n) Ge ⁶⁸ Zn ⁶⁶ (α,2n) Ge ⁶⁸ Zn ⁶⁸ (α,4n) Ge ⁶⁸
Se ⁷³	7,1 ч	β ⁺ (65) ЭЗ(35)	800	67 511 361	As ⁷⁵ (p, 3n) Se ⁷³ Ge ⁷² (He ³ ,2n) Se ⁷³ Ge ⁷³ (He ³ , 3n) Se ⁷³ Ge ⁷⁰ (α,n) Se ⁷³ Ge ⁷² (α,3n) Se ⁷³ Ge ⁷¹ (He ³ , n) Se ⁷³ Ge ^{np} (α,x) Se ⁷³
Br ⁷⁵	1,6 ч	β ⁺ (75,5) ЭЗ(24,5)	1130 1740	286 511	Se ⁷⁶ (p, 2n) Br ⁷⁵ Se ⁷⁶ (d, 3n) Br ⁷⁵ As ⁷⁵ (He ³ , 3n) Br ⁷⁵ As ⁷⁵ (α,4n) Br ⁷⁵
Kr ⁷⁵ ↓ генератор ↓ Br ⁷⁵	4,5 мин см. выше	β ⁺ (75) ЭЗ(25) см. выше	3200	132 154	Br ^{79,81} (d, xn) Kr ⁷⁵ Br ^{79,81} (p,xn) Kr ⁷⁵
Br ⁷⁷	57 ч	β ⁺ (0,7) ЭЗ(99,3)	340	239 297 521	Se ⁷⁷ (p,n) Br ⁷⁷ Se ⁷⁸ (p, 2n) Br ⁷⁷ Se ^{np} (p, x) Br ⁷⁷ As ⁷⁵ (α,2n) Br ⁷⁷ Nb ⁹³ (p,расщ.) Br ⁷⁷
Kr ⁷⁷ ↓ генератор ↓ Br ⁷⁷	1,2 ч см. выше	β ⁺ (79,8) ЭЗ(20,2)	900	130 147 511	Br ^{79,81} (d,xn) Kr ⁷⁷ Br ^{79,81} (p,xn) Kr ⁷⁷ Se ⁷⁶ (He ³ ,2n) Br ⁷⁷ Se ⁷⁷ (He ³ , 3n) Br ⁷⁷
Kr ⁷⁹	34,9 ч	β ⁺ (6,9) ЭЗ(93,1)	613	261 397 511 606	Br ⁷⁹ (p, n) Kr ⁷⁹ Br ^{79,81} (p,xn) Kr ⁷⁹ Br ^{79,81} (d,xn) Kr ⁷⁹

Pb^{81} ↓ генератор ↓ Kr^{81m}	4,6 ч 13,3 с	β^+ (27) ЭЗ(73) ИП(100)	325	46 511 191	$Kr^{82,83}(p,xn) Pb^{81}$ $Kr^{np}(p,xn) Pb^{81}$ $Kr^{83}(d, 3n) Pb^{81}$ $Pb^{85}(p,p2n) Pb^{81}$ $Pb^{85}(p,5n) Sr^{81}$ $\beta^+ \downarrow 25 \text{ мин } Pb^{81}$ $Br^{79,81}(He^3, xn) Pb^{81}$ $Br^{79}(\alpha, 2n) Pb^{81}$ $Br^{81}(\alpha, 4n) Pb^{81}$
Sr^{82} ↓ генератор ↓ Rb^{82}	25 сут 1,3 мин	ЭЗ(100) β^+ (96) ЭЗ(4)	2570 3350	511 776	$Rb^{85}(p,4n) Sr^{82}$ $Rb^{85}(d,5n) Sr^{82}$ $Kr^{82}(He^3, 3n) Sr^{82}$ $Kr^{80}(\alpha, 2n) Sr^{82}$ Zr, Nb, Mo(p, расщ) Sr^{82}
Y^{87} ↓ генератор ↓ Sr^{87m}	80,3 ч 2,8 ч	β^+ (0,2) ЭЗ(99,8) ЭЗ(0,3) ИП(99,7)	451	485 388	$Sr^{87}(p,n) Y^{87}$ $Sr^{88}(p,2n) Y^{87}$ $Sr^{86}(d,n) Y^{87}$ $Rb^{85,87}(3He, xn) Y^{87m}$ ИП \downarrow 13ч Y^{87}
Pb^{203}	52,1 ч	ЭЗ(100)		279 401	$Tl^{203}(p,n) Pb^{203}$ $Tl^{205}(p,3n) Pb^{203}$ $Pb^{204}(d, 3n) Bi^{203} \rightarrow$ $\rightarrow (\text{ЭЗ}, \beta^+; 11,8 \text{ ч})$ $Tl^{203}(He^3, 3n) Bi^{203} \rightarrow$ $\rightarrow (\text{ЭЗ}, \beta^+; 11,8 \text{ ч})$ Pb^{203}
At^{211}	7,2 ч	$\alpha(41,94)$		687	$Bi^{209}(\alpha, 2n) At^{211}$
Bi^{213}	46 мин	$\alpha(2,2)$			$Ra^{226}(p, 2n) Ac^{225}$ $\alpha \downarrow 10 \text{ сут}$ Fr^{221} $\alpha \downarrow 4,8 \text{ мин}$ At^{217} $\alpha \downarrow 32 \text{ мкс}$ Bi^{213}

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Краткие сведения о системе центра инерции (центра масс)

Центром инерции системы частиц называют точку, положение которой относительно начала отсчёта в лабораторной системе координат (ЛСК) определяется радиусом-вектором \vec{R} :

$$R(t) = \frac{\sum m_i \vec{r}_i(t)}{\sum m_i}, \quad (\text{п. 2.1})$$

где m_i , $\vec{r}_i(t)$ – масса и радиус-вектор i -й частицы в ЛСК.

Для двух частиц имеем:

$$\vec{R}(t) = \frac{m_1 \vec{r}_1(t) + m_2 \vec{r}_2(t)}{m_1 + m_2}. \quad (\text{п. 2.2})$$

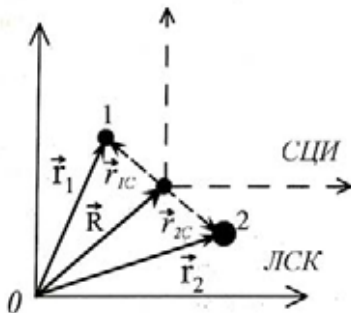


Рис. п. 2.1

Систему отсчёта, начало которой задаётся радиусом – вектором \vec{R} , называют *системой центра инерции (СЦИ)* (рис. п. 2.1)

Скорость движения СЦИ относительно ЛСК:

$$\vec{V} = \frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} = \frac{\vec{P}_1 + \vec{P}_2}{m_1 + m_2} = const. \quad (\text{п. 2.3})$$

Система центра инерции обладает рядом важных преимуществ при рассмотрении задач о движении и столкновении частиц. Для традиционной схемы опыта столкновения двух частиц, когда одна из них покоится (например, $\vec{v}_2 = 0$), скорость движения СЦИ относительно ЛСК равна:

$$\vec{V} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1. \quad (\text{п. 2.4})$$

Тогда скорости и импульсы частиц в СЦИ в соответствии с преобразованиями Галилея¹³, определяются выражениями:

¹³ $\vec{\tilde{v}} = \vec{v} - V$, где \vec{v} и $\vec{\tilde{v}}$ – скорости частиц в старой (ЛСК) и новой (СЦИ) системе отсчёта соответственно.

$$\tilde{\vec{v}}_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1; \quad \tilde{\vec{v}}_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1; \quad (\text{п. 2.5})$$

$$\tilde{\vec{P}}_1 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 = \mu \vec{v}_1; \quad \tilde{\vec{P}}_2 = -\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 = -\mu \vec{v}_1, \quad (\text{п. 2.6})$$

где μ – приведённая масса частиц.

Таким образом, в СЦИ импульсы частиц, как их волновые векторы, равны по модулю ($\tilde{P}_1 = \tilde{P}_2$) и противоположны по направлению. Одинаковыми, следовательно, будут в СЦИ и длины волн де Бройля частиц.

Суммарная кинетическая энергия частиц в СЦИ (или кинетическая энергия относительного движения частиц), в соответствии с формулами (п. 2.6), равна:

$$\tilde{T}_1 + \tilde{T}_2 = \frac{\tilde{P}_1^2}{2m_1} + \frac{\tilde{P}_2^2}{2m_2} = \frac{\mu v_1^2}{2} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} T_1. \quad (\text{п. 2.7})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Основные физические постоянные

Скорость света в вакууме – $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ см/сек

Гравитационная постоянная – $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-8}$ см³ / (г · с²)

Число Авогадро – $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹

Число Лошмидта – $n_0 = 2,69 \cdot 10^{19}$ см⁻³

Универсальная газовая постоянная – $R = 8,314$ Дж / (град · моль)

Стандартный объём газа – $V_0 = 22,42$ л/моль

Постоянная Больцмана – $k = \begin{cases} 1,38 \cdot 10^{-16} & \text{эрг/град} \\ 0,8617 \cdot 10^{-4} & \text{эВ/град} \end{cases}$

Постоянная Планка – $\hbar = \begin{cases} 1,054 \cdot 10^{-27} & \text{эрг · с} \\ 0,6582 \cdot 10^{-15} & \text{эВ · с} \end{cases}$

Элементарный заряд – $e = 4,80 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ

Первый боровский радиус – $R_1 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см

Энергия связи электрона в атоме водорода – $\varepsilon = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} = 13,59$ эВ

Комптоновская длина волны – $\Lambda = \frac{\hbar}{mc} = \begin{cases} 3,86 \cdot 10^{-11} & \text{см(е)} \\ 2,10 \cdot 10^{-14} & \text{см(р)} \end{cases}$

Классический радиус электрона – $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см

Постоянная тонкой структуры – $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$

Магнетон Бора – $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 0,927 \cdot 10^{-20}$ эрг/Гс

Ядерный магнетон – $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5,05 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс

$$\text{Атомная единица массы, а.е.м.} - 1\text{а.е.м.} = \begin{cases} 1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \\ 931,44 \text{ МэВ} \end{cases}$$

Частица	Масса			Магнитный момент	Гиромагнитный множитель
	а.е.м	г	МэВ		
Электрон	$5,486 \cdot 10^{-4}$	$0,9108 \cdot 10^{-27}$	0,511	$1,0011 \mu_B$	2,002
Протон	1,007276	$1,6724 \cdot 10^{-24}$	938,23	$2,7928 \mu_N$	5,5855
Нейтрон	1,008665	$1,6748 \cdot 10^{-24}$	939,53	$-1,913 \mu_N$	-3,8263
Дейтон	2,013553	$3,3325 \cdot 10^{-24}$	1875,5	$0,8574 \mu_N$	0,8574
α -частица	4,001506	$6,6444 \cdot 10^{-24}$	3726,2	0	-

Постоянные делющихся изотопов
(на тепловых нейтронах, 2200 м/сек)

Изотоп	% атомов в природной смеси	Сечение, барн		Среднее число нейтронов на акт деления	
		поглощения	деления	мгновенных	запаздывающих
		σ_a	σ_f	ν	μ
U^{233}	-	588 ± 4	532 ± 4	2,52	0,0066
U^{235}	0,71	694 ± 3	582 ± 4	2,47	0,0158
Pu^{239}	-	1025 ± 8	738 ± 4	2,91	0,0061

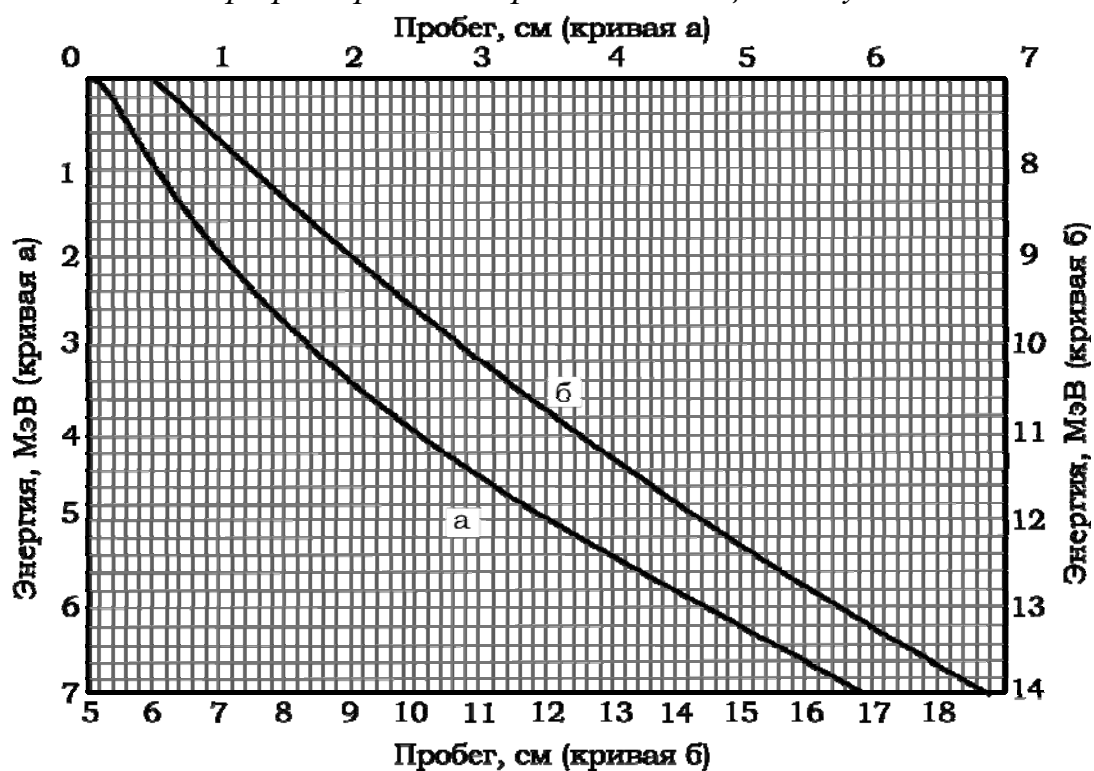
Нейтронные сечения

Элемент	Изотоп	% атомов в природной смеси	Период полураспада образующегося изотопа	Сечение, барн		
				поглощения σ_a	активации $\sigma_{акт}$	рассеяния $\langle \sigma_s \rangle$
1	2	3	4	5	6	7
Н	H^2	0,015	12,3 года	$5 \cdot 10^{-4}$	$5,7 \cdot 10^{-4}$	7
Li	-	-	-	71	-	1,4
	Li^6	7,52	-	945	$2,8 \cdot 10^{-3}$	-
Be	Li^7	92,48	0,85 с	-	$3,3 \cdot 10^{-2}$	-
	Be^9	100	$2,7 \cdot 10^6$ лет	10^{-2}	$9 \cdot 10^{-4}$	7
B	-	-	-	755	-	4
	B^{10}	20	-	3813	0,5	-
C	B^{11}	80	0,03 с	-	$5 \cdot 10^{-2}$	-
	-	-	-	$3,8 \cdot 10^{-3}$	-	4,8
O	C^{12}	98,89	-	-	$3,3 \cdot 10^{-3}$	-
	C^{13}	1,11	5570 лет	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-4}$	-
	-	-	-	$2 \cdot 10^{-4}$	-	4,2

Окончание табл.

1	2	3	4	5	6	7
F	F ¹⁹	100	11 с	< 10 ⁻²	9·10 ⁻³	3,9
Na	Na ²³	100	15 ч	0,53	0,53	4
Al	Al ²⁷	100	2,3 мин	0,23	0,21	1,4
V	—	—	—	4,98	—	5
	V ⁵⁰	0,24	—	250	—	—
	V ⁵¹	99,76	3,76 мин	—	4,5	—
Cu	—	—	—	3,77	—	7,2
	Cu ⁶³	69,1	12,8 ч	4,5	4,5	—
	Cu ⁶⁵	30,9	5,15 мин	2,2	1,8	—
Ag	—	—	—	63	—	6
Cd	—	—	—	2540	—	7
	Cd ¹¹³	12,26	—	20000	—	—
In	—	—	—	196	—	2,2
	In ¹¹⁵	99,77	54,2 мин	—	155	—
I	I ¹²⁷	100	25 мин	6,22	5,6·10 ⁻³	3,6
Au	Au ¹⁹⁷	100	2,7 дня	98,8	96	9,3
U	—	—	—	7,68	—	8,3
	U ²³⁸	99,28	23,5 мин	2,75	2,74	11,2

График пробег–энергия α -частиц в воздухе



Плотность некоторых веществ

Вещество	Плотность, г/см ³	Вещество	Плотность, г/см ³	Вещество	Плотность, г/см ³
Алюминий	2,7	Кобальт	8,9	Стронций	2,54
Барий	3,75	Кремний	2,35	Титан	4,5
Бериллий	1,85	Литий	0,53	Теллур	6,02
Бор	2,45	Магний	1,74	Торий	11,7
Ванадий	5,87	Медь	8,9	Тяжёлая вода	1,10
Висмут	9,8	Молибден	10,2	Цезий	1,87
Вода	1,00	Натрий	0,97	Цинк	7,0
Воздух	$1,293 \cdot 10^{-3}$	Никель	8,9	Уран	19,0
Вольфрам	19,1	Олово	7,4	Фосфор	1,83
Германий	5,46	Платина	21,5	Парафин	0,89
Графит	1,60	Плутоний	19,8	NaCl	2,18
Железо	7,8	Свинец	11,3	CsCl	4,04
Золото	19,3	Серебро	10,5	Окись бериллия	3,03
Индий	7,28	Селен	4,5		
Кадмий	8,65	Сера	2,1		

Таблица свойств изотопов

Z	Изо- топ	Спин ядра	Избыток массы атома М-А, а.е.м.	% атомов в природ- ной смеси	Тип распа- да	Период полурас- пада	Энергия α -, β -частиц $T_{\beta\max}$, МэВ
1	2	3	4	5	6	7	8
1	n	1/2	0,008665	–	β^-	11,7 мин	0,78
	H	1/2	0,007825	99,985			
	H ²	1	0,014102	0,015			
2	H ³	1/2	0,016049	–	β^-	12,3 года	0,018
	He ³	1/2	0,016030	$3 \cdot 10^{-4}$			
	He ⁴	0	0,002604	~100			
3	Li ⁶	1	0,015126	7,52			
	Li ⁷	3/2	0,016005	92,48			
4	Be ⁷	3/2	0,016931	–	К 2 α	53 дня 10^{-14} с	0,039
	Be ⁸	0	0,005308	–			
	Be ⁹	3/2	0,012186	100			
5	Be ¹⁰	0	0,013535	–	β^-	$2,5 \cdot 10^8$ лет	0,555
	B ¹⁰	3	0,012939	20			
6	B ¹¹	3/2	0,009305	80	β^+	20,4 мин	0,97
	C ¹¹	3/2	0,011431	–			
	C ¹²	0	0	98,89			
	C ¹³	1/2	0,003354	1,11			

Продолжение табл.

1	2	3	4	5	6	7	8
7	C ¹⁴	0	0,003242	–	β ⁻	5570 лет	0,155
	N ¹³	–	0,005739	–	β ⁺	10 мин	1,2
	N ¹⁴	1	0,003074	99,63			
8	N ¹⁵	1/2	0,000108	0,37			
	O ¹⁵	–	0,003072	–	β ⁺	2,1 мин	1,68
	O ¹⁶	0	–0,005085	99,76			
	O ¹⁷	5/2	–0,000867	0,037			
	O ¹⁸	0	–0,000840	0,204			
9	F ¹⁸	–	0,000950	–	β ⁺	1,87 ч	0,649
	F ¹⁹	1/2	–0,001595	100			
	F ²⁰	–	–0,000015	–	β ⁻	12 с	5,42
10	Ne ²⁰	0	–0,007560	90,92			
	Ne ²¹	–	–0,006151	0,26			
	Ne ²²	0	–0,008616	8,82			
11	Na ²²	3	–0,005565	–	β ⁺	2,6 года	0,540
	Na ²³	3/2	–0,010227	100			
	Na ²⁴	4	–0,009033	–	β ⁻	15 ч	1,39
12	Mg ²³	–	–0,005865	–	β ⁺	11 с	2,95
	Mg ²⁴	0	–0,014956	78,60			
	Mg ²⁵	5/2	–0,014160	10,11			
	Mg ²⁶	0	–0,017409	11,29			
	Mg ²⁷	1/2	–0,015655	–	β ⁻	9,5 мин	1,75 и 1,59
13	Al ²⁶	–	–0,013100	–	β ⁺	6,7 с	3,20
	Al ²⁷	5/2	–0,018465	100			
	Al ²⁸	3	–0,018092	–	β ⁻	2,3 мин	2,86
14	Si ²⁸	0	–0,023073	92,27			
	Si ²⁹	1/2	–0,023509	4,68			
	Si ³⁰	0	–0,026239	3,05			
	Si ³¹	–	–0,024651	–	β ⁻	2,65 ч	1,47
15	P ³⁰	–	–0,021680	–	β ⁺	2,5 мин	3,24
	P ³¹	1/2	–0,026237	100			
	P ³²	–	–0,026092	–	β ⁻	14,3 дня	1,71
16	S ³²	0	–0,027926	95,02			
	S ³³	3/2	–0,028540	0,75			
	S ³⁴	0	–0,032136	4,21			
	S ³⁵	3/2	–0,030966	–	β ⁻	87 дней	0,167
17	Cl ³⁵	3/2	–0,031146	75,4			
	Cl ³⁶	2	–0,031688	–	β ⁻ , К	3,1·10 ⁵ лет	0,714
	Cl ³⁷	3/2	–0,034104	24,6			
18	Ar ³⁶	0	–0,032452	0,34			
	Ar ³⁷	3/2	–0,033228	–	К	32 дня	

Окончание табл.

1	2	3	4	5	6	7	8
	Ar ³⁹	–	–0,035679	–	β [–]	265 лет	0,565
	Ar ⁴⁰	0	–0,037616	99,60			
19	K ³⁹	3/2	–0,036286	93,08			
	K ⁴²	2	–0,037583	–	β [–]	1,52 ч	3,55 и 1,99
24	Cr ⁵¹	7/2	–0,055214	–	К	28 дней	
25	Mn ⁵⁵	5/2	–0,061946	100			
27	Co ⁵⁸	2	–0,064246	–	К, β ⁺	72 дня	0,47
	Co ⁵⁹	7/2	–0,066811	100			
	Co ⁶⁰	4	–0,066194	–	β [–]	5,2 года	0,31
29	Cu ⁶³	3/2	–0,070406	69,14			
	Cu ⁶⁵	3/2	–0,072214	30,9			
30	Zn ⁶⁵	5/2	–0,070766	–	К, β ⁺	245 дней	0,325
35	Br ⁸²	6	–0,083198	–	β [–]	36 ч	0,456
38	Sr ⁸⁸	0	–0,09436	82,56			
	Sr ⁸⁹	5/2	–0,09257	–	β [–]	51 день	1,46
	Sr ⁹⁰	0	–0,09223	–	β [–]	28 лет	0,535
39	Y ⁹⁰	2	–0,09282	–	β [–]	64 ч	2,24
47	Ag ¹⁰⁷	1/2	–0,09303	51,35			
53	I ¹²⁷	5/2	–0,09565	100			
	I ¹²⁸	1	–0,09418	–	β [–] , К	25 мин	2,12 и 1,67
79	Au ¹⁹⁷	3/2	–0,03345	100			
	Au ¹⁹⁸	2	–0,03176	–	β [–]	2,7 дня	0,96
81	Tl ²⁰⁴	–	–0,02611	–	β [–]	4,1 года	0,77
82	Pb ²⁰⁶	0	–0,02554	23,6			
	Pb ²⁰⁷	1/2	–0,02410	22,6			
	Pb ²⁰⁸	0	–0,02336	52,3			
83	Bi ²⁰⁹	9/2	–0,01958	100			
	Bi ²¹⁰	4	–0,01589	–	α	2,6·10 ⁶ лет	4,97
84	Po ²¹⁰	–	–0,01713	–	α	138 дней	5,3
86	Rn ²²²	–	0,01753	–	α	3,8 дня	5,49
88	Ra ²²⁶	0	0,02536	–	α	1620 лет	4,77 и 4,59
90	Th ²³²	0	0,03821	100	α	1,4·10 ¹⁰ лет	4,00 и 3,98
	Th ²³³	–	0,04143	–	β [–]	22 мин	1,23
92	U ²³⁴	0	0,04090	0,006	α	2,5·10 ⁵ лет	4,76 и 4,72
	U ²³⁵	7/2	0,04393	0,71	α	7,1·10 ⁸ лет	4,20–4,58
	U ²³⁶	0	0,04573	–	α	2,4·10 ⁷ лет	4,45 и 4,50
	U ²³⁸	0	0,05076	99,28	α	4,5·10 ⁹ лет	4,13 и 4,18
	U ²³⁹	–	0,05432	–	β [–]	23,5 мин	1,21
94	Pu ²³⁸	–	0,04952	–	α	89,6 лет	5,50 и 5,45
	Pu ²³⁹	1/2	0,05216	–	α	2,4·10 ⁴ лет	5,15–5,10

Таблица химических элементов

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	б					
1							H 1 1,00794 ВОДОРОД	He 2 4,00260 ГЕЛИЙ						
2	Li 3 6,941 ЛИТИЙ	Be 4 9,01218 БЕРИЛЛИЙ	B 5 10,811 БОР	C 6 12,011 УГЛЕРОД	N 7 14,0067 АЗОТ	O 8 15,9994 КИСЛОРОД	F 9 18,9984 ФТОР	Ne 10 20,179 НЕОН						
3	Na 11 22,9897 НАТРИЙ	Mg 12 24,305 МАГНИЙ	Al 13 26,9815 АЛЮМИНИЙ	Si 14 28,0855 КРЕМНИЙ	P 15 30,9737 ФОСФОР	S 16 32,066 СЕРА	Cl 17 35,453 ХЛОР	Ar 18 39,948 АРГОН						
4	K 19 39,0983 КАЛИЙ	Ca 20 40,078 КАЛЬЦИЙ	Sc 21 44,9559 СКАНДИЙ	Ti 22 47,88 ТИТАН	V 23 50,9415 ВАНАДИЙ	Cr 24 51,9961 ХРОМ	Mn 25 54,9380 МАРГАНЕЦ		Fe 26 55,847 ЖЕЛЕЗО	Co 27 58,9332 КОБАЛЬТ	Ni 28 58,69 НИКЕЛЬ			
5	Rb 37 85,4678 РУБИДИЙ	Sr 38 87,62 СТРОНЦИЙ	Y 39 88,9059 ИТТРИЙ	Zr 40 91,224 ЦИРКОНИЙ	Nb 41 92,9064 НИОБИЙ	Mo 42 95,94 МОЛИБДЕН	Tc 43 97,9072 ТЕХНЕЦИЙ		Ru 44 101,07 РУТЕНИЙ	Rh 45 102,905 РОДИЙ	Pd 46 106,42 ПАЛЛАДИЙ			
6	Ag 47 107,868 СЕРЕБРО	Cd 48 112,41 КАДМИЙ	In 49 114,82 ИНДИЙ	Sn 50 118,710 ОЛОВО	Sb 51 121,75 СУРЬМА	Te 52 127,60 ТЕЛЛУР	I 53 126,904 ИОД	Xe 54 131,29 КСЕНОН		Os 76 190,2 ОСМИЙ	Ir 77 192,22 ИРИДИЙ	Pt 78 195,08 ПЛАТИНА		
7	Cs 55 132,905 ЦЕЗИЙ	Ba 56 137,33 БАРИЙ	La* 57 138,905 ЛАНТАН	Hf 72 178,49 ГАФНИЙ	Ta 73 180,947 ТАНТАЛ	W 74 183,85 ВОЛЬФРАМ	Re 75 186,207 РЕНИЙ		Os 76 190,2 ОСМИЙ	Ir 77 192,22 ИРИДИЙ	Pt 78 195,08 ПЛАТИНА			
8	Au 79 196,966 ЗОЛОТО	Hg 80 200,59 РУТУТЬ	Tl 81 204,383 ТАЛЛИЙ	Pb 82 207,2 СВИНЕЦ	Bi 83 208,980 ВИСМУТ	Po 84 209,982 ПОЛОНИЙ	At 85 209,987 АСТАТ	Rn 86 222,017 РАДОН						
9	Fr 87 223,019 ФРАНЦОВИЙ	Ra 88 226,025 РАДИЙ	Ac** 89 227,027 АКТИНИЙ	Ku 104 [261] КУРЧАТОВИЙ	Ns 105 [262] НИЛЬСБОРИЙ									
10	Ce 58 140,12 ЦЕРИЙ	Pr 59 140,90 ПРАЗЕОДИМ	Nd 60 144,24 НЕОДИМ	Pm 61 144,9128 ПРОМЕТИЙ	Sm 62 150,36 САМАРИЙ	Eu 63 151,96 ЕВРОПИЙ	Gd 64 157,25 ГАДОЛИНИЙ	Tb 65 158,925 ТЕРБИЙ	Dy 66 162,50 ДИСПРОЗИЙ	Ho 67 164,930 ГОЛЬМИЙ	Er 68 167,26 ЭРБИЙ	Tm 69 168,934 ТУПИЙ	Yb 70 173,04 ИТТЕРБИЙ	Lu 71 174,967 ЛЮТЕЦИЙ
11	Th 90 232,038 ТОРИЙ	Pa 91 231,0369 ПРОТАКТИНИЙ	U 92 238,028 УРАН	Np 93 237,0482 НЕПУНИЙ	Pu 94 244,0642 ПЛУТОНИЙ	Am 95 243,0614 АМЕРИЦИЙ	Cm 96 247,0703 КУРИЙ	Bk 97 247,0703 БЕРКЛИЙ	Cf 98 251,0796 КАЛИФОРНИЙ	Es 99 252,0828 ЭЙНШТЕЙНИЙ	Fm 100 257,0951 ФЕРМИЙ	Md 101 258,0986 МЕНДЕЛЕВИЙ	(No) 102 259,1009 (НОБЕЛИЙ)	(Lr) 103 260,1054 (ЛОУРЕНСИЙ)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Балашов В.В. Строение вещества: учебное пособие. – М.: Изд-во МГУ, 1993.
3. Бейзер А. Основные представления современной физики: пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1973.
4. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968 (Neutron Physics by K.H. Beckurts and K. Wirtz. Springer-Verlag, Berlin – N-Y, 1964).
5. Беспалов В.И. Основы взаимодействия излучений с веществом: учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2003.
6. Валантен Л. Субатомная физика: ядра и частицы. – М.: Мир, 1986.
7. Воробьев А.А., Кононов Б.А. Прохождение электронов через вещество. – Томск: Изд-во ТГУ, 1966.
8. Взаимодействие частиц с веществом / под ред. Б.С. Ишханова // Ядерная физика в Интернете [Электронный ресурс] / Московский государственный университет. – Электрон. дан. – Москва, 2008. – Режим доступа: <http://nuclphys.sinp.msu.ru>, свободный.
9. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений: в 2 т: учебник для вузов. – 3-е изд. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – Т. 1.
10. Изотопы: Свойства, получение, применение / под ред. Ю.В. Баранова. – М.: Изд-во АТ, 2000.
11. Иродов И.Е. Атомная и ядерная физика. Сборник задач: учебное пособие. – СПб: Изд-во Лань, 2002.
12. Кашковский В.В. Прикладная экология и радиационная безопасность. – Томск, 1998.
13. Кертис Л. Введение в нейтронную физику. – М.: Атомиздат, 1965.
14. Кольчужкин А.М. Метод Монте-Карло в теории переноса излучений. – Томск: Изд-во ТПУ, 2003.
15. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию столкновений. – Томск: Изд-во ТГУ, 1979.
16. Ключников А.А. и др. Методы анализа на пучках заряженных частиц. – Киев: Наукова Думка, 1987.
17. Кумахов М.А., Комаров Ф.Ф. Излучение заряженных частиц в твёрдых телах. – Минск: Изд-во Унивеситетов, 1985.
18. Лисин В.А. Физические и радиобиологические основы лучевой терапии. – Томск: Изд-во ТПУ, 2006.

19. Лундин А.Г., Фредин Э.И. ЯМР-спектроскопия. – М.: Наука, 1986.
20. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений: справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1995.
21. Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Труханов Г.Я. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры: справочник. – М.: Энергоиздат, 1981.
22. Менденбратен Л.Д., Лясс Ф.М. Медицинская радиология. – М.: Медицина, 1979.
23. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: в 2 т. Физика атомного ядра. Физика элементарных частиц: учебник для вузов. – М.: Атомиздат, 1974. – Т. 1, 2.
24. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. – Киев: Наукова думка, 1975.
25. Немец О.Ф., Тернецкий К.О. Ядерные реакции. – Киев: Вища школа, 1977.
26. Новиков Г.Н. Радиометрическая разведка. – Л.: Недра, 1989.
27. Пшеничный Г.А. Взаимодействие излучений с веществом и моделирование задач ядерной геофизики. – М.: Энергоиздат, 1982.
28. Савастенко В.А. Практикум по ядерной физике и радиационной безопасности. – Минск: Дизайн ПРО, 1998.
29. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами: справочник / В.М. Бычков, В.Н. Манохин, А.Б. Пашенко, В.И. Пляскин. – М.: Энергоиздат, 1982.
30. Скачков С.В., Константинов Л.В., Строганова Р.П. и др. Сборник задач по ядерной физике. – М.: ГИФМЛ, 1963.
31. Соколов В.А. Генераторы короткоживущих радиоактивных изотопов. – М.: Атомиздат, 1975.
32. Спроул Р. Современная физика. – М.: Наука, 1974.
33. Стародубцев С.В., Романов А.М. Прохождение заряженных частиц через вещество. – Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1962.
34. Стародубцев С.В., Романов А.М. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. – Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1964.
35. Фраунфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. – М.: Мир, 1979.
36. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. – М.: Наука, 1980.
37. Штернхеймер Р. Взаимодействие излучения с веществом // Принципы и методы регистрации элементарных частиц / под ред. Л.А. Арцимовича. – М.: ИИЛ, 1963 (Fundamental Principles and Methods of Particle Detections. Methods of Experimental Physics Vol. V, A. Nuclear Physics/ Luke C.I.Y., Chien-Shung Wu).
38. Ядерные реакции: в 2 т. / под ред. П.М. Эндта и М. Демера. – М.: Госатомиздат, 1962. – Т. 1.

Учебное издание

Рыжакова Надежда Кирилловна

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ЕЁ ПРИЛОЖЕНИЯ

Учебное пособие

Научный редактор
доктор физ.-мат. наук,
профессор *В.А. Трясучёв*

Редактор *А.В. Высоцкая*
Верстка *К.С. Чечельницкая*
Дизайн обложки *О.Ю. Аршинова*
О.А. Дмитриев

Подписано к печати 26.08.2008. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».


Печать XEROX. Усл.печ.л. 16,05. Уч.-изд.л. 14,52.

Заказ 7••. Тираж •00 экз.



Томский политехнический университет
Система менеджмента качества
Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2000



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.