

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

С.В. Беденко, В.Н. Нестеров

ОСНОВЫ ФИЗИКИ ДЕЛЕНИЯ И СИНТЕЗА АТОМНЫХ ЯДЕР

Учебное пособие

Издательство
Томского политехнического университета
2009

УДК 539.173(075.8)

ББК 22.383я73

Б59

Беденко С.В.

Б59 Основы физики деления и синтеза атомных ядер: учебное пособие / С.В. Беденко, В.Н. Нестеров; Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2010. – 186 с.

ISBN 978-5-98298-738-6

В пособии рассмотрены основные свойства атомных ядер, законы простого и сложного радиоактивного распада, приведены общие закономерности ядерных взаимодействий. Основное внимание уделено элементарной теории деления и синтезу атомных ядер; взаимодействию нейтронов с атомными ядрами; приборам и методам радиометрии и спектрометрии, применяемые в ядерной физике.

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 физико-технических факультетов высших учебных заведений.

УДК 539.173(075.8)

ББК 22.383я73

Рецензенты

Кандидат физико-математических наук
начальник технологической лаборатории
реакторного завода ФГУП «СХК»

И.Н. Сеелев

Кандидат физико-математических наук
инженер-физик технологической лаборатории
реакторного завода ОАО «СХК»

А.О. Павлюк

ISBN 978-5-98298-738-6

© ГОУ ВПО «Томский политехнический университет», 2009

© Беденко С.В., Нестеров В.Н., 2009

© Оформление. Издательство Томского политехнического университета, 2009

СОДЕРЖАНИЕ

СОДЕРЖАНИЕ	3
ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В МИКРОМИРЕ	7
1.1. Основные этапы развития ядерной физики и ядерной энергетике в России и Море	7
1.2. Масштабы и единицы измерений физических величин микромира	9
1.3. Особенности физических явлений в микромире	13
Вопросы и задачи для самостоятельного решения	15
ГЛАВА 2. СВОЙСТВА СТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР	16
2.1. Состав атомных ядер	16
2.2. Масса и энергия связи ядра	29
2.3. Ммасс-спектрометрия	33
2.4. Размеры атомных ядер	37
2.5. Спин ядра и его магнитный момент	39
2.6. Ядерные силы	42
2.7. Модели ядер	45
Примеры решения задач	51
Вопросы и задачи для самостоятельного решения	56
ГЛАВА 3. РАДИОАКТИВНОСТЬ	61
3.1. Радиоактивные семейства	64
3.2. Законы радиоактивного распада	65
3.3. Основные типы радиоактивности	71
Примеры решения задач	84
Вопросы и задачи для самостоятельного решения	92
ГЛАВА 4. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	95
4.1. Классификация ядерных реакций	95
4.2. Эффективное сечение ядерной реакции. Выход ядерной реакции	97

4.3. Типы ядерных реакций	102
4.4. Энергия реакции	105
4.5. Взаимодействие нейтронов с ядрами	110
4.6. Ядерные реакции под действием заряженных частиц. Ядерный фотоэффект	112
4.7. Приборы для регистрации радиоактивных излучений и частиц	114
ГЛАВА 5. ФИЗИКА ДЕДЕНИЯ И СИНТЕЗ ЯДЕР	117
5.1. Элементарная теория деления	118
5.2. Цепной процесс и ядерный реактор	130
5.3. Схема реактора. Классификация реакторов	138
5.4. Термоядерные реакции	141
ГЛАВА 6. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ	147
6.1. Виды фундаментальных взаимодействий	148
6.2. Систематика элементарных частиц	150
6.3. Античастицы	152
Примеры решения задач	153
Вопросы и задачи для самостоятельного решения	160
ПРИЛОЖЕНИЕ 1	165
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ	169
ПРИЛОЖЕНИЕ 3	172
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	185

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время каждому очевидно, что квантовая механика, теория ядерного реактора, цепная реакция деления и термоядерный синтез относятся к тому разделу физики, который называется ядерной физикой.

Ядерная физика обогатила науку новыми знаниями и позволила глубже проникнуть в тайны природы. Ядерная физика оказала существенное влияние на мировоззрение людей. Наличие арсенала ядерного оружия оказывает влияние на внешнюю и внутреннюю политику государств.

Ядерная физика проникла в различные области знаний и должна быть известна не только физикам. Знания основных закономерностей ядерной физики обогатят инженеров и научно-технических работников многих специальностей. Химик и геолог, использующие ядерные методы анализа; медик, применяющий радиоактивные препараты в диагностике или лечении заболеваний, или инженер, проектирующий АЭС, не испытывают необходимости в понятии изоспинового пространства или электронн-мюонной универсальности. Однако их работа будет более плодотворной, если они будут знакомы с основами физики деления и синтеза атомных ядер.

В учебном пособии рассмотрены основные свойства атомного ядра, законы простого и сложного радиоактивного распада, приведены общие закономерности ядерных взаимодействий. Основное внимание уделено элементарной теории деления и синтеза атомных ядер, приборам и методам радиометрии и спектрометрии, применяемые в ядерной физике. Рассматриваются современные достижения XXI века в области ядерной физики и физики элементарных частиц.

Обсуждаются базовые принципы ядерной энергетики. Освящены общие проблемы и перспективы развития мировой и отечественной энергетики, роль атомной энергии в решении проблем энергообеспечения быстро развивающегося мирового сообщества.

Самостоятельность изучения курса поддерживается следующими компонентами пособия: примерами решенных задач и заданиями для самостоятельного решения, которые размещены в конце основных разделов пособия. В приложении приведены фундаментальные физические константы, таблицы физических величин и некоторые справочные данные, необходимые при решении некоторых задач.

Для удобства работы с пособием разработан электронный учебник «ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА». Он может использоваться в качестве контроли-

рующей программы, обращение к которой целесообразно после освоения материала теоретического характера в ходе выполнения тестовых и домашних заданий.

Структура изложения и материал, представленный в пособии, оригинальны и не повторяют того, что имеется в распоряжении студентов на сегодняшний день. Пособие будет полезно для студентов, обучающихся по специальности 140305 «Ядерные реакторы и энергетические установки» и по магистерской программе 010700.25 «Физико-технические проблемы атомной энергетики».

ГЛАВА 1. ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В МИКРОМИРЕ

1.1. Основные этапы развития ядерной физики и ядерной энергетике в России и Море

1871 г. – Дмитрий Менделеев открыл периодическую систему элементов

1887 г. – Генрих Герц открыл фотоэлектрический эффект.

1895 г. – открытие немецким физиком В. Рентгеном рентгеновского излучения.

1896 г. – французский физик Анри Беккерель открывает естественную радиоактивность.

1900 г. – Поль Виллард открыл гамма-лучи при изучении распада урана. Макс Планк выдвинул гипотезу квантов и сформулировал закон излучения черного тела.

1897 г. – английский физик Джозеф Джон Томсон открыл электрон.

1911 г. – Эрнест Резерфорд предложил ядерную модель атома.

1914 г. – Нильс Бор предложил введение квантовых постулатов.

1916 г. – Альберт Эйнштейн сформулировал общую теорию относительности – физическую теорию пространства, времени и тяготения.

1919 г. – Артур Эддингтон выдвинул предположение, что источником энергии звезд является превращение водорода в гелий. Фрэнсис Астон построил масс-спектрограф с высокой разрешающей способностью и предложил электромагнитный метод разделения изотопов. (Принцип действия масс-спектрографа предложил в 1907 г. – Джозеф Джон Томсон.) Эрнест Резерфорд осуществил первую искусственную ядерную реакцию $N^{14}(\alpha, p)O^{17}$ и доказал наличие в атомных ядрах протонов.

1926 г. – Вейнер Гейзенберг и Эрвин Шредингер формулируют основы квантовой механики.

1928 г. – Пол Дирак предсказывает существование позитрона, который в 1932 году зарегистрирован Андерсоном и Милликеном.

1931 г. – Вольфганг Паули предсказывает существование нейтрино.

1932 г. – Джеймс Чедвик открыл нейтрон. Вернер Гейзенберг и Дмитрий Иваненко предложили протон-нейтронную модель атомного ядра. Вернер Гейзенберг выдвинул гипотезу о протоне и нейтроне как двух зарядовых состояниях одной частицы – нуклона.

1934 г. – Жолио-Кюри обнаружил искусственную радиоактивность.

1935 г. – Хидеки Юкава предсказывает существование мезонов, впервые мюезон обнаружен в 1938 г. Карл фон Вайцзеккер, рассматривая ядро как каплю заряженной жидкости, написал формулу для его энергии связи.

1936 г. – Нильс Бор и Яков Френкель создали капельную модель ядра. Нильс Бор создал теорию составного (компаунд) ядра.

1937 г. – Начало активных экспериментальных исследований по изучению структуры атомного ядра в Советском Союзе.

1939 г. – Начало исследований по осуществлению цепной ядерной реакции. Закладка самого мощного в Европе циклотрона в Ленинградском физико-техническом институте.

1939 г. – Отто Хан и Фриц Штрассман обнаружили деление урана.

1940 г. – Константин Петржак и Георгий Флеров открыли спонтанное деление урана.

1940 г. – Свои соображения по практическому использованию цепной реакции деления урана Я.Б. Зельдович и Ю.Б. Харитон развили в трех последовательно опубликованных в «Журнале экспериментальной и теоретической физики».

1940...1953 г. – Глен Сиборг и др. синтезировали трансураниевые элементы – плутоний, нептуний, америций, кюрий, берклий, калифорний, эйнштейний, фермий.

2 декабря 1942 г. – Э. Ферми запустил первый ядерный реактор, который состоял из естественного урана в качестве ЯТ использовался металлический уран, а замедлителем служил графит. Ядерный реактор находился в г. Чикаго на стадионе под теннисным кортом. Вслед за этим в США широким фронтом в рамках «Манхэттенского проекта» развернулась работа по созданию атомной бомбы. Завершение работы в 1945.

1945 г. – Взрыв в Херосиме. Мгновенно было убито 80 тысяч, 14 тысяч вообще не нашли. Третий взрыв в Нагасаке.

1945 г. – Интенсивное развитие атомной промышленности в Советском Союзе.

1946 г – Георгий Гамов – предложил модель «Большого взрыва» и разработал теорию синтеза химических элементов.

1947 г. – открытие пимезонов.

1945...1946 гг – Отработка технологии и организация выпуска металлического урана, а также реакторного графита высокой степени чистоты в количествах, необходимых для пуска первого экспериментального реактора.

25 декабря 1946 г. – был выведен на критичность первый советский реактор, сооруженный в Москве под руководством И.В. Курчатова и названный Ф-1 (физический первый урановый котел).

1950...1960 гг. – крупнейшие достижения в области методик регистрации частиц, которые позволили обнаружить новые нестабильные частицы: камезоны и гипероны (1951..1954 гг), нейтрино (1953..1954 гг), антипротон и антинейтрон (1955 и 1956 гг). В 1955 г. начато изучение структуры нуклонов, в 1958 г. открыт эффект Мёссбауэра.

1953 г. – Испытание в Советском Союзе первого в мире термоядерного устройства. Организация Министерства среднего машиностроения – руководящего органа по проведению работ в области атомной науки и техники.

1961 г. – Джеффри Голдстоун сформулировал теорему для определения типа нарушения симметрии.

1962 – Леон Ледерман показал, что электронное нейтрино отличается от мюонного нейтрино.

1963...1966 г. Георгий Флеров и др. – синтезированы изотопы 102-го (No) и 104-го (Rf) элементов.

1964 г. – Питер Хиггс предложил механизм возникновения массы частиц вследствие спонтанного нарушения локальной калибровочной симметрии 1965

1966 г. – Леон Ледерман синтезировал ядра антидейтерия.

1970 г. – Джозеф Черны обнаружил протонную радиоактивность. Юрий Прокошкин синтезировал ядра антигелия.

Восьмидесятые годы посвящены построению единой теории, объединяющей сильные, электромагнитные и слабые взаимодействия.

1990 г. – Пуск установки «Токамак-15» – прототипа промышленного термоядерного реактора.

1999 г. – 50 лет ядерному оружию России.

2001 г. – измеренные в нейтринной лаборатории в Садбери (Канада) потоки солнечных нейтрино (установка регистрировала нейтрино всех трех типов) оказались в хорошем согласии с результатами расчетов в рамках стандартной солнечной модели. Проблема солнечных нейтрино была решена. Одновременно были получены сильные аргументы в пользу гипотезы нейтринных осцилляций. Открытие косвенного CP-нарушения в системе нейтральных В-мезонов (SLAC и КЕК).

2005 г. – первое экспериментальное измерение суммы углов треугольника унитарности.

1.2. Масштабы и единицы измерений физических величин микромира

Объекты микромира – атомы, ядра и элементарные частицы подчиняются законам в значительной мере отличающимся от законов макромира.

Все законы, действующие в микромире, распространяются и на макромир. Однако, благодаря другому масштабу физических объ-

ектов форма и особенности этих законов изменяется и принимают вид хорошо известных законов макромира. Таким образом, квантово механические законы микромира являются более общими. Однако для объектов макромира они дают уточняющие поправки к классической механике, которые являются очень малыми и несущественными.

Представление о порядке величин, встречающихся при изучении различных объектов, даёт рис. 1.1 (а, б, в).

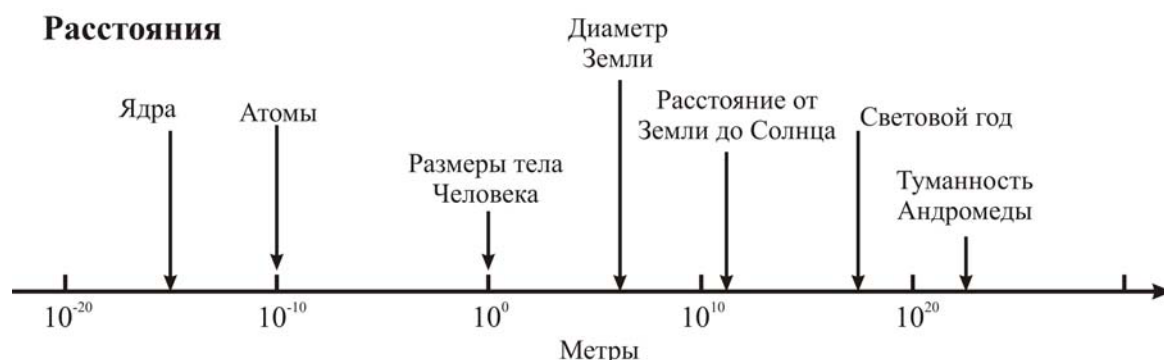


Рис. 1.1а. Характерные расстояния.

Область расстояний, меньших примерно 10^{-17} м, не исследована. В настоящее время неизвестно, будут ли открыты новые типы сил и новые явления в этой области

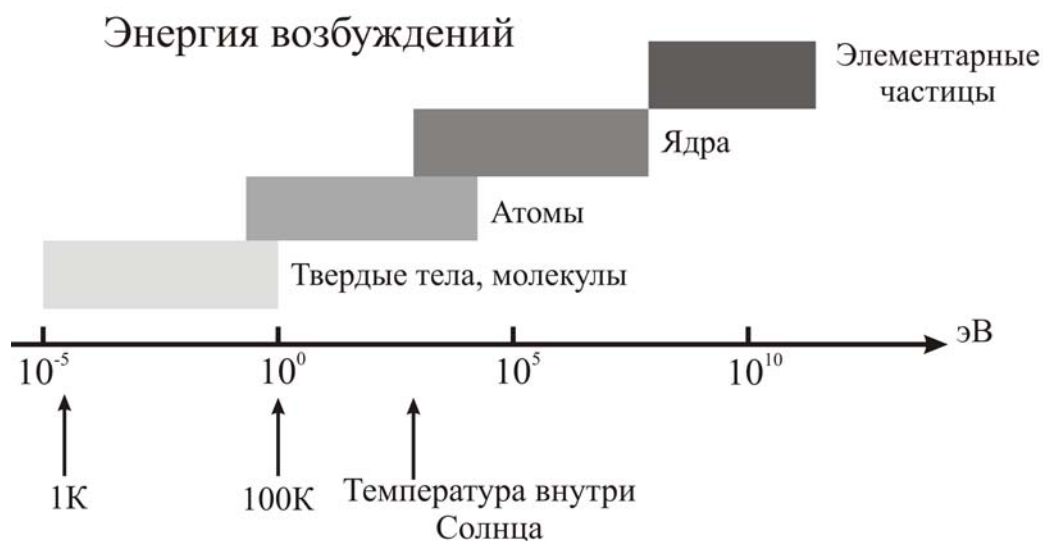


Рис. 1.1б. Характерные величины энергий возбуждений.

Приведены также значения температур, соответствующих указанным энергиям

Рассмотрим масштабы и единицы величин, характерных для ядерной физики.

Длина. Радиус атома имеет величину порядка 10^{-8} см. Эта величина характеризует радиус орбиты наружных электронов. Радиус ядра имеет

величину порядка $10^{-12} \dots 10^{-13}$ см. Расстояние 10^{-13} см получило название 1 ферми (фм).

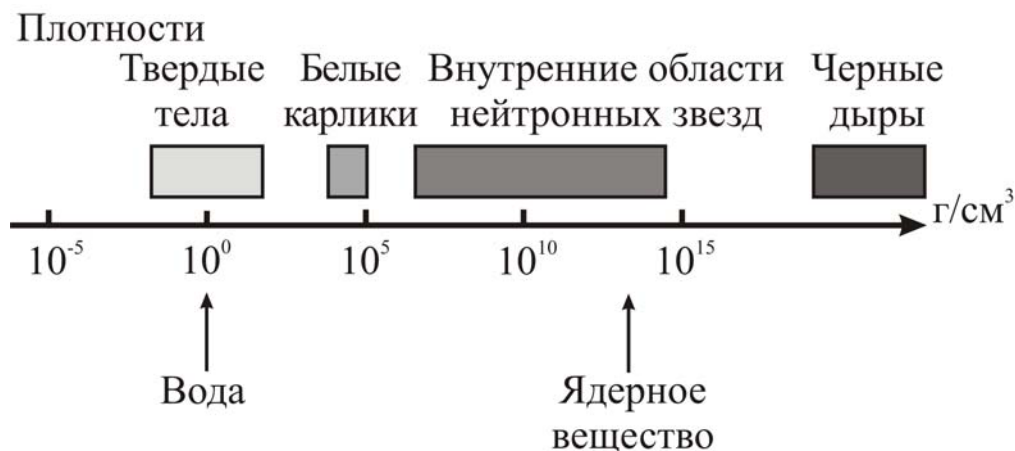


Рис. 1.1в. Характерные значения плотностей

Энергия – общая количественная мера движения и взаимодействия всех видов материи, которая не возникает из ничего и не исчезает, а только может переходить из одной формы в другую в соответствии с законом сохранения энергии. Согласно фундаментальному соотношению Эйнштейна каждой энергии соответствует определенная масса, и каждому изменению энергии соответствует определенное изменение массы и наоборот:

$$E = mc^2 \text{ и } \Delta E = \Delta mc^2, \quad (1.1)$$

где E и ΔE энергия и ее изменение, соответственно; m и Δm – масса вещества и ее изменение, соответственно; c – скорость света.

Таким образом, масса может рассматриваться как концентрированная энергия, и переход материи из состояния с одной массой в состояние с другой сопровождается либо выделением энергии в той или иной форме, либо ее поглощением. Инициатором таких переходов являются различные виды взаимодействий, происходящих внутри материи. Различают следующие виды взаимодействий.

- *Гравитационное* – протекает между любыми видами вещества (макро- и микроскопические материальные объекты, поля), носит дальнедействующий характер.
- *Слабое* – это специфическое взаимодействие между нуклонами и окружающим их электронно-нейтринным полем. Примерами такого взаимодействия могут служить β -радиоактивный распад, распады K -0 мезонов, гиперонов, захваты нейтрино (антинейтрино) нуклонами и др. Радиус действия около 10^{-16} см.

- *Электромагнитное* – взаимодействие, в котором участвуют все заряженные частицы. Переносчиками этого взаимодействия являются кванты электромагнитного излучения, которые в зависимости от происхождения называются рентгеновскими квантами, γ -квантами, радиоволнами и т. д.
- *Сильное (ядерное)* – взаимодействие элементарных частиц, носит короткодействующий характер (радиус действия порядка 10^{-13} см), обуславливает прочную связь протонов и нейтронов в ядре, отвечает за многочисленные ядерные реакции, протекающие при столкновении нуклонов или ядер (например, деление и синтез ядер) и др.

Первые два вида взаимодействий гораздо слабее и протекают значительно медленнее, чем процессы электромагнитного и ядерного взаимодействий. Так, например, слабые взаимодействия (которые в свою очередь интенсивнее гравитационных) примерно в 10^{13} раз слабее ядерных и примерно в $10^{10} \dots 10^{11}$ раз – электромагнитных.

В качестве единицы энергии широко используется электрон-вольт (эВ). 1 эВ представляет собой энергию, приобретаемую электроном, ускоренным разностью потенциалов в 1 вольт. Энергия связи протонов и нейтронов в ядре равна в среднем $8 \cdot 10^6$ эВ = 8 МэВ, а энергия связи электронов с ядром ~ 10 эВ.

Масса. Масса отражает инерционные и гравитационные свойства частиц. Массой определяется также имеющийся в частице запас энергии. Согласно специальной теории относительности, энергия E , масса m и импульс свободной частицы p связаны следующим соотношением:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4. \quad (1.1)$$

Связь между энергией, массы и импульсом показывает, что полная энергия частицы состоит из двух частей: независимой от движения (энергии покоя mc^2) и зависящей от импульса. Если частица не имеет массы покоя, то связь между энергией и импульсом имеет вид:

$$E = pc. \quad (1.2)$$

Если частица с неравной нулю массой покоя покоится, то мы получим знаменитую формулу:

$$E = mc^2. \quad (1.3)$$

Именно из рассмотрения последних трех формул ясно, почему в ядерной физике удобны единицы эВ/ c^2 для массы и эВ/с для импульса.

Масса ядра и атома в ядерной физике часто измеряется в атомных единицах массы. За одну атомную единицу массы (а.е.м.) принимается 1/12 часть массы атома углерода.

Время. В ядерной физике, где действуют законы микромира, и масштабы времен отличаются от привычных нам. Характерным или ядерным временем принято считать время, за которое частица, движущаяся со скоростью света, пересечет ядро по диаметру. Оно принимается равным 10^{-23} с.

1.3. Особенности физических явлений в микромире

Дискретность. Основные параметры элементарных частиц, такие как масса и заряд, для каждого рода частиц являются неизменными и строго определенными. Принцип тождественности частиц является характерной чертой микромира и атомизма.

Атомы и ядра являются сложными частицами. Однако, поскольку они состоят из вполне определенных элементарных частиц, их параметры также обладают квантовыми (дискретными) свойствами. Ядро, состоящее из протонов и нейтронов, характеризуется рядом параметров. Изменяться эти параметры могут только скачкообразно (дискретно). Это совершенно понятно для таких параметров как масса и заряд. Однако и внутренне энергетическое состояние ядра изменяется только дискретно. Состояние с наименьшей возможной энергией называется основным или нормальным (основным). Остальные состояния с большими энергиями называются возбужденными. Дискретность состояний сложных частиц является одной из важнейших особенностей микромира. Она доказана прямыми опытами Франка и Герца по упругому и неупругому рассеянию электронов, опытами Штерна и Герлаха по измерению магнитных моментов атомов и другими.

Корпускулярно-волновой дуализм. Новым отличительным свойством, обнаруженным у частиц микромира, является одновременное наличие у одной и той же частицы как корпускулярных, так и волновых свойств. Впервые дуализм был обнаружен у квантов электромагнитного излучения, а позднее у электронов и других элементарных частиц.

Согласно теории М. Планка энергия кванта электромагнитного излучения определяется соотношением:

$$E = h\nu, \quad (1.4)$$

где ν – частота излучения, h – постоянная Планка.

С позиций классической механики свойства частицы и свойства волны несовместимы. В поисках выхода Луи де Бройль выдвигает гипотезу, согласно которой каждой частице с импульсом p можно поставить в соответствие некоторую волну с длиной λ , частотой ν и волновым числом $k=2\pi/\lambda$. Соотношение де Бройля можно записать в следующем виде:

$$\lambda p = h. \quad (1.5)$$

Дальнейшее развитие вопроса о дуализме привело к созданию квантовой теории поля, которая обобщает выводы о корпускулярной и волновой природе частиц.

Соотношения неопределенностей. Доказанный экспериментально корпускулярно волновой дуализм проявил сложности в описании состояния системы частиц. По законам классической механики всякая частица в любой момент времени занимает строго определенное место в пространстве и обладает определенным импульсом. Волновые свойства вносят значительные ограничения в возможность такого описания системы микрочастиц. Эти свойства вносят неопределенность в описание параметров частиц.

Квантовая механика показала, что неопределенности в координате (Δx) и в импульсе (Δp) связаны соотношением неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar. \quad (1.6)$$

Это соотношение показывает, что в квантовой механике утрачивается привычное представление о траектории.

Кроме соотношения неопределенности для координаты и импульса, в квантовой физике существует связанное с ним соотношение неопределенности для энергии E и времени t :

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (1.7)$$

Энергия системы, находящейся в возбужденном состоянии в течение времени Δt , не может иметь точного значения. Неопределенность величины энергии ΔE называется шириной возбужденного уровня. Время Δt , в течение которого атом находится в возбужденном состоянии, называется средним временем жизни. Чем меньше среднее время жизни атома в данном состоянии, тем больше неопределенность в энергии этого состояния.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ

1. Чему равна скорость частицы v , кинетическая энергия T которой равна ее энергии покоя mc^2 ?

Ответ: $v \approx 0,87c$.

2. Ядро B^{10} из возбужденного состояния с энергией $0,72$ МэВ распадается путем испускания γ -квантов с периодом полураспада $T_{1/2} = 6,7 \cdot 10^{-10}$ с. Оценить неопределенность в энергии ΔE испущенного γ -кванта.

Ответ: $\Delta E = 7 \cdot 10^{-7}$ эВ.

3. Рассчитать длины волн λ протона и электрона с кинетической энергией $T = 10$ МэВ.

Ответ: $\lambda_H = 1,4$ Фм, $\lambda_e = 20$ Фм.

4. Протон, электрон и фотон имеют одинаковую длину волны $\lambda = 10^{-9}$ см. Какое время t им необходимо для пролета расстояния $L = 10$ м?

Ответ: $t_H = 1,6 \cdot 10^{-3}$ с, $t_e = 0,9 \cdot 10^{-6}$ с, $t_\gamma = 3,3 \cdot 10^{-8}$ с.

5. Длина волны фотона $\lambda = 3 \cdot 10^{-11}$ см. Вычислить импульс p_γ фотона.

Ответ: $p_\gamma = 0,66$ МэВ/с.

6. Предмет ядерной физики (ЯФ). История развития понятий ЯФ.
7. Какие фундаментальные взаимодействия Вы знаете?
8. Какие фундаментальные частицы не участвуют в электромагнитных взаимодействиях?
9. Укажите несколько примеров процессов, для которых существенно электромагнитное взаимодействие.
10. Что такое слабое взаимодействие? Какие процессы обусловлены слабым взаимодействием?
11. Какие особенности физических явлений в микромире Вы знаете?
12. Живем ли мы в четырехмерном пространстве-времени, или оно имеет большее число измерений?
13. Почему различаются пространственная и временная степени свободы?
14. Почему существуют три поколения фундаментальных частиц, состоящих из пары кварков и лептонов?
15. Существуют ли кванты пространства и времени?

ГЛАВА 2. СВОЙСТВА СТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР

Атомные ядра условно принято делить на стабильные и радиоактивные. Условность такого деления состоит в том, что все ядра подвергаются радиоактивному распаду, но с различной скоростью. Стабильными называют ядра, распадающиеся достаточно медленно в условиях поставленных задач. Обычно принято считать ядра стабильными, если со времени образования видимой части Вселенной (порядка 10^{10} лет), т. е. со времени образования химических элементов, распалась ничтожная часть их. Ядра, распадающиеся более быстро, считаются радиоактивными.

Основными характеристиками стабильного ядра являются заряд Z , масса M , энергия связи ΔE , радиус R , спин I , магнитный момент μ , квадрупольный электрический момент Q , изотопический спин T , спектр возбужденных состояний, четность волновой функции P . Радиоактивные ядра дополнительно характеризуются типом радиоактивного превращения (α -распад, β -распад, спонтанное деление и др.), периодом полураспада $T_{1/2}$, энергетическими параметрами испускаемых частиц и др. Полная информация о ядре включает структуру и характеристики всех возможных энергетических состояний ядра; способы и вероятности перехода ядра из одного состояния в другое; сечения и характер взаимодействия ядра с другими ядрами и частицами.

Перечисленные характеристики присущи как основным, так и возбужденным состояниям ядра. Их значения для каждого состояния различны, кроме A и Z .

2.1. Состав атомных ядер

Открытие атомного ядра – одна из самых ярких страниц истории современной физики. На смену представлению об атоме как о неделимой частице пришла теория, согласно которой атом является сложной системой, где положительно заряженное ядро окружено электронами, образующими своеобразную оболочку. Такое представление вначале привело к созданию планетарной модели атома, т. е. к гипотезе о том, что атом построен по образцу солнечной системы. Предполагалось, что электроны вращаются по разным орбитам вокруг положительно заряженного ядра так же, как планеты вокруг Солнца. Но при этом действуют кулоновские (электрические) силы, а не силы тяготения. Гипотеза о том, что атом построен по образцу солнечной системы, не могла долго существовать из-за двух основных противоречий.

Законы механики допускают вращение планет вокруг Солнца по любым орбитам на любых расстояниях от него, определяемых скоростью движения планет (например, траектории искусственных спутников Земли). Если бы электроны двигались по произвольным орбитам, атомы одного и того же элемента не могли бы обладать одинаковыми свойствами. Следовательно, структура атома определяется более жесткими законами, чем законы, по которым движутся планеты. В этом заключается первое противоречие.

Второе противоречие сводится к тому, что движение электрона вокруг ядра должно было бы сопровождаться непрерывным излучением энергии, происходящим при изменении величины или направления скорости движения электрического заряда. Такое электромагнитное излучение со временем должно привести к истощению энергии атома, что несовместимо с неизменностью свойств атомов на протяжении веков и тысячелетий.

Эти противоречия в середине 20-х годов XX века были разрешены введением волновых представлений в описание движения частиц. В соответствии с волновой природой явления атом состоит из положительно заряженного ядра, вокруг которого располагается электронное облако, причем каждый электрон участвует в создании этого облака.

Во всех атомах электроны тождественны друг другу. Масса электрона в 1836,5 раза меньше массы ядра атома обычного водорода – протона. Электрические заряды электрона и протона равны по величине и противоположны по знаку. Величина этого элементарного заряда равна $4,8 \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц в системе CGSE.

Эти две частицы обладают замечательным свойством – они имеют собственные моменты количества движения. Если частица вращается вокруг какой-нибудь оси, то, как известно, ее момент количества движения равен $m \cdot v \cdot r$, где m – масса частицы, v – ее скорость, r – радиус круговой орбиты. Наличие собственного момента количества движения, который обычно называется «спином» от английского слова «веретено», можно наглядно представить как результат вращения частицы вокруг собственной оси. Частица в этом случае подобна вращающемуся волчку. Однако этим и ограничивается сходство с волчком, так как волчок принципиально не может иметь постоянную угловую скорость вращения. Если отсутствует приток энергии со стороны, то всякий волчок в результате взаимодействия с окружающей средой будет непрерывно уменьшать свою угловую скорость, тормозиться. Угловая скорость вращения ядерной частицы вокруг собственной оси не меняется со временем. Это можно объяснить действием законов квантовой механики, допускающих существование постоянной угловой скорости вращения частицы вокруг собственной оси без дополнительного притока энергии.

Подобно обычному моменту количества движения, спин является вектором, т. е. характеризуется величиной и направлением.

Он направлен вдоль оси вращения частицы в ту сторону, откуда наблюдатель «видит» это вращение против часовой стрелки.

Единицей измерения момента количества движения в ядерной физике является величина $\hbar = h/(2\pi)$, где \hbar – постоянная Планка, равная $6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг·с (эта единица читается как «аш перечеркнутое»). Спины электрона и протона совпадают по величине и равны $1/2\hbar$.

Наличие спина у электрона, протона и нейтрона обуславливает существование у них магнитных моментов. Это может быть объяснено на основании обычных электромагнитных представлений. Так как каждая из этих частиц заряжена и вращается вокруг собственной оси, то должен существовать своеобразный круговой ток. Хорошо известно, что ток, текущий по замкнутой металлической рамке, создает вокруг нее такое магнитное поле, при котором рамка ведет себя как обычный магнит. Если напряженность внешнего магнитного поля равна единице, то на рамку с током действует пара сил с моментом, зависящим, лишь от площади рамки и от величины протекающего по ней тока. Данная рамка с током характеризуется магнитным моментом, который численно равен моменту сил.

Итак, мы выяснили, что нет ничего удивительного в наличии магнитного момента у заряженной частицы, обладающей спином. Магнитный момент электрона равен

$$\mu_e = \frac{e \cdot \hbar}{2 \cdot m_e \cdot c} = 0,9273 \cdot 10^{-20} \text{ (Дж/Г·с)} = 0,9273 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/Тс},$$

где e и m_e – заряд и масса электрона, а c – скорость света. Эта величина в атомной физике принята за единицу и носит название «магнетон Бора». Единицей измерения магнитного момента в ядерной физике является ядерный магнетон $\mu_{\text{яд}} = 5,0508 \cdot 10^{-24}$ эрг·с = $5,0508 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тс. Эту величину можно получить из выражения для магнетона Бора, если массу электрона заменить массой протона. Таким образом, ядерный магнетон в 1836,5 раза меньше магнетона Бора.

Так как магнитный момент электрона численно равен одному магнетону Бора, то возникает вопрос: равен ли магнитный момент протона одному ядерному магнетону? Оказывается, нет. Не равен! Магнитный момент протона составляет 2,7928 ядерного магнетона. Достаточно удовлетворительного объяснения этому пока нет.

Подобно электрону и протону подавляющее большинство атомных ядер также обладает спинами и магнитными моментами, отличными

от нуля. При переходе от ядра к ядру какой-либо простой закономерности в изменении этих величин не обнаруживается.

Ко времени открытия нейтрона считали, что ядра состоят из протонов и электронов. Согласно данной протонно-электронной гипотезе о строении атомных ядер, предполагалось, что если ядро имеет массовое число A и заряд Z , то в его состав входят A протонов и $A - Z$ электронов, частично компенсирующих суммарный заряд протонов.

Убедительным фактом, подтверждающим эту гипотезу, считали радиоактивный распад некоторых неустойчивых ядер с испусканием электрона (β -распад).

Как только экспериментальные методы позволили достаточно точно определить спины и магнитные моменты атомных ядер, стройность протонно-электронной гипотезы о составе ядер была нарушена. Наиболее ярко это проявилось при попытке объяснить экспериментально полученные величины спинов ядер.

Имеется несколько факторов, определяющих спин ядра. Величина его зависит от того, какие частицы и в каком количестве входят в состав исследуемого ядра. При этом следует иметь в виду, что спины отдельных частиц могут ориентироваться параллельно или антипараллельно друг другу. Кроме того, спин ядра зависит от орбитальных моментов отдельных частиц, составляющих ядро. Помимо собственного момента количества движения – спина, – частица может иметь еще орбитальный момент, связанный с вращением ее вокруг некоторой оси. Величина этого момента дискретна и целочисленна в единицах \hbar . Результирующий спин данного ядра, очевидно, равен векторной сумме спинов и орбитальных моментов отдельных частиц, составляющих ядро. Но будет ли спин ядра целым или полуцелым в единицах \hbar , зависит в конечном счете от количества входящих в ядро частиц, так как орбитальные моменты могут изменить его на величину, только кратную \hbar .

Если ядро с массой A и зарядом Z состоит из A протонов и $A - Z$ электронов, то общее число частиц, входящих в ядро, будет равно $2A - Z$. Следовательно, при четном Z число частиц в ядре будет четное, а при нечетном – нечетное. Протоны и электроны имеют спин $1/2\hbar$, поэтому с точки зрения протонно-электронной гипотезы ядра с четным Z должны иметь целый или нулевой спин, а ядра с нечетным Z должны иметь полуцелый спин. Этот вывод явился камнем преткновения для данной гипотезы.

Каковы же экспериментальные данные по определению спинов ядер? Классическим примером в этом отношении стало ядро азота ${}^7\text{N}^{14}$. Было установлено, что это ядро имеет спин, равный 1. По протонно-электронной гипотезе, ядро азота ${}^7\text{N}^{14}$ должно иметь полуцелый спин, так как в нем содержится 14 протонов и 7 электронов, т. е. 21 частица. Данное затруднение

было настолько принципиальным и существенным, что оно получило название «азотной катастрофы». Впоследствии был обнаружен ряд ядер, спины которых отличаются от предсказываемых данной гипотезой. Так, экспериментально доказано, что спины ядер ${}^1_1\text{H}^2$ и ${}^3_3\text{Li}^6$ равны \hbar , а спин ядра ${}^{111}_{48}\text{Cd}$ равен $1/2\hbar$, что несовместимо с рассматриваемой гипотезой.

В результате эксперимента было найдено, что целочисленность или полуцелочисленность спина ядра определяется его массовым числом. Ядра с четным массовым числом имеют спин, величина которого выражается в целых единицах $1/2\hbar$ или равна нулю. Наоборот, ядра с нечетным массовым числом имеют полуцелую величину спина. Заряд ядра не играет той основной роли в определении спина, какую ему приписывает данная гипотеза.

Другое серьезное затруднение заключается в объяснении величины магнитного момента ядер с точки зрения критикуемой гипотезы. Опыты показывают, что магнитный момент ядер обычно составляет несколько ядерных магнетонов. Если бы электроны входили в состав ядра, то магнитный момент ядра на несколько порядков превышал бы наблюдаемый.

Присутствие электронов в ядре исключается и по энергетическим соображениям. Если бы электроны находились внутри ядра, размеры которого намного меньше размеров атома, то они должны были бы, как показывает квантовая механика, обладать очень большой энергией, значительно превышающей энергию, заключенную в атомных ядрах.

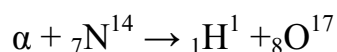
Все эти затруднения поставили под сомнение справедливость протонно-электронной гипотезы строения атомных ядер и, в конце концов, заставили отказаться от нее. «Гибели» этой гипотезы способствовало открытие в 1932 г. новой частицы – нейтрона, которая ознаменовала бурное развитие ядерной физики в последующие годы.

2.1.1. Открытие протона

В 1919 году, продолжая эксперименты по рассеянию α -частиц на различных мишенях Э. Резерфорд обнаружил, что при облучении ядер азота ${}^7_7\text{N}^{14}$ α -частицами из него вылетают положительно заряженные частицы. Величина заряда этих частиц по абсолютной величине была равна величине заряда электрона, но противоположно по знаку.

Масса частицы была почти в 2000 раз больше массы электрона. Повторение опыта на других мишенях показало, что положительно заряженные частицы вылетают и из других атомных ядер.

Обнаруженная частица была названа протоном. Ядерная реакция, в которой впервые были обнаружены протоны, записывается в виде:



Э. Резерфорду удалось осуществить то, что в течение многих веков пытались сделать алхимики – превратить одно вещество в другое. Ядро азота превращалось в ядро кислорода. Это была первая ядерная реакция, осуществленная искусственно в лабораторных условиях.

Стало ясно, что протоны являются элементарными частицами, входящими в состав атомного ядра. Протон представляет собой атом водорода, из которого удален единственный электрон.

Ниже на рис. 2.1 приведена схема опытов Э. Резерфорда.

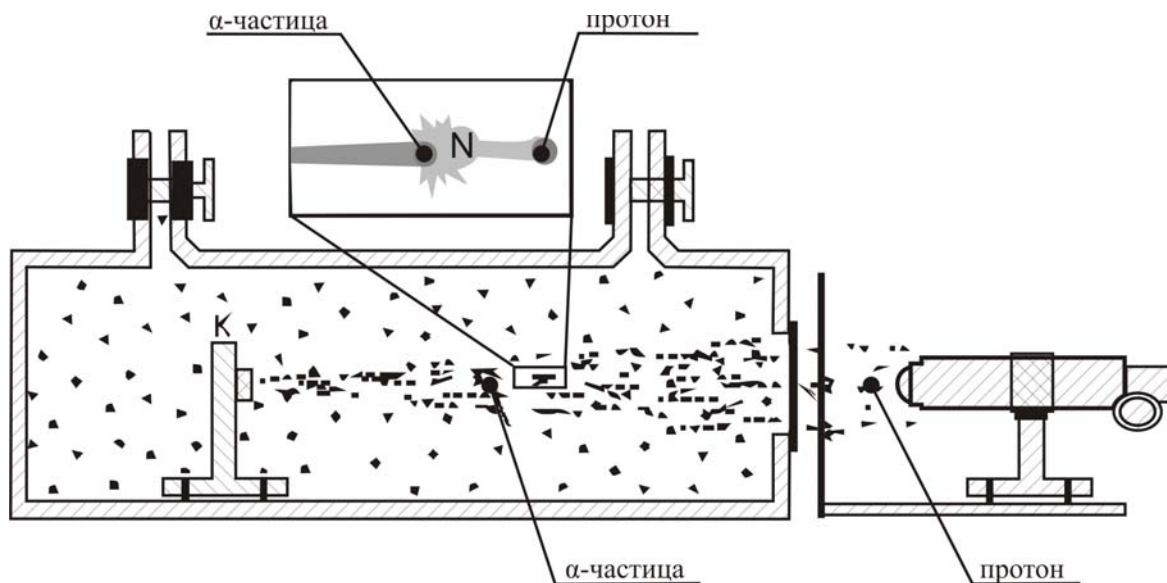


Рис. 2.1. Схема установки для обнаружения протона

Прибор Резерфорда состоял из вакуумированной камеры, в которой был расположен контейнер K с источником α -частиц. Окно камеры было закрыто металлической фольгой Φ , толщина которой была подобрана так, чтобы α -частицы не могли через нее проникнуть. За окном располагался экран \mathcal{E} , покрытый сернистым цинком. С помощью микроскопа M можно было наблюдать сцинтилляции в точках попадания на экран тяжелых заряженных частиц. При заполнении камеры азотом при низком давлении на экране возникали световые вспышки, указывающие на появление потока каких-то частиц, способных проникать через фольгу Φ , практически полностью задерживающую поток α -частиц. Отодвигая экран \mathcal{E} от окна камеры, Резерфорд измерил среднюю длину свободного пробега наблюдаемых частиц в воздухе. Она оказалась приблизительно равной 28 см, что совпадало с оценкой длины пробега H -частиц, наблюдавшихся ранее Дж. Томсоном. Исследования действия на частицы, выбиваемые из ядер азота, электрических и магнитных полей показали, что эти частицы обладают положительным элементарным зарядом и их масса равна массе ядра атома водорода.

Впоследствии опыт был выполнен с целым рядом других газообразных веществ. Во всех случаях было обнаружено, что из ядер этих веществ α -частицы выбивают H -частицы или протоны.

После открытия протона было высказано предположение, что ядра атомов состоят из одних протонов. Однако это предположение оказалось несостоятельным, так как отношение заряда ядра к его массе не остается постоянным для разных ядер, как это было бы, если бы в состав ядер входили одни протоны. Для более тяжелых ядер это отношение оказывается меньше, чем для легких, т. е. при переходе к более тяжелым ядрам масса ядра растет быстрее, чем заряд.

В 1920 г. Резерфорд высказал гипотезу о существовании в составе ядер жестко связанной компактной протон-электронной пары, представляющей собой электрически нейтральное образование – частицу с массой, приблизительно равной массе протона. Он даже придумал название этой гипотетической частице – нейтрон. Это была очень красивая, но, как выяснилось впоследствии, ошибочная идея. Электрон не может входить в состав ядра. Квантово-механический расчет на основании соотношения неопределенностей показывает, что электрон, локализованный в ядре, т. е. области размером $R \approx 10^{-13}$ см, должен обладать колоссальной кинетической энергией, на много порядков превосходящей энергию связи в расчете на одну частицу. Идея о существовании тяжелой нейтральной частицы казалась Резерфорду настолько привлекательной, что он незамедлительно предложил группе своих учеников во главе с Дж. Чедвиком заняться поиском такой частицы. Через 12 лет в 1932 г. Чедвик экспериментально исследовал излучение, возникающее при облучении бериллия α -частицами, и обнаружил, что это излучение представляет собой поток нейтральных частиц с массой, примерно равной массе протона. Так был открыт нейтрон.

2.1.2. Открытие нейтрона

После того, как было установлено, что наиболее тяжелые ядра являются радиоактивными, началось систематическое исследование взаимодействия испускаемых ими α -, β - и γ -излучений с различными элементами. С точки зрения изучения ядерных превращений наиболее плодотворными оказались опыты по взаимодействию α -частиц с легкими ядрами. Было установлено появление сравнительно быстрых протонов при облучении α -частицами ряда элементов начала периодической системы Д.И. Менделеева. В 1930 г. В. Боте и Г. Беккер обнаружили наряду с протонами неизвестное ранее излучение, обладающее аномально большой проникающей способностью. Было замечено, что наибольшая вероятность возникновения этого излучения имеет место при бомбардировке бериллия, поэтому излучение стали называть «бериллиевым». В то время

было известно, что только γ -лучи способны пройти сравнительно толстые слои вещества. В связи с этим было предположено, что неизвестным проникающим излучением является поток γ -квантов большой энергии. По мере изучения этого явления были получены экспериментальные данные, противоречащие такому предположению.

И. Кюри и Ф. Жолио-Кюри обнаружили, что само «бериллиевое» излучение способно выбивать протоны из парафина. Предположив, что эти протоны возникают в результате столкновения γ -квантов с ядрами водорода, они вычислили энергию, требуемую для образования таких протонов отдачи. Она оказалась приблизительно равной 50 МэВ. Этот результат не согласовывался с энергетическим балансом реакции захвата α -частицы ядром бериллия и последующим испусканием γ -кванта. Кроме того, число протонов отдачи, зарегистрированных в единицу времени, в несколько тысяч раз превышало ожидаемое на основании известной вероятности взаимодействия γ -квантов с веществом.

Для более детального изучения данного явления Дж. Чадвик поставил опыт, схематически изображенный на рис. 2.2. Полониевый α -излучатель располагали так, чтобы α -частицы облучали бериллиевую мишень. Часть создаваемого проникающего излучения попадала в импульсную ионизационную камеру (счетчик). Последовательно вводя в эту камеру мишени из различных элементов, Дж. Чадвик показал, что «бериллиевое» излучение может создать не только протоны отдачи, но и другие ядра отдачи – ядра лития, бериллия, бора, углерода, азота и т. п. Энергию ядер отдачи определяли по величине ионизации, создаваемой ядрами в ионизационной камере, а также по величине трека, наблюдаемого в камере Вильсона.

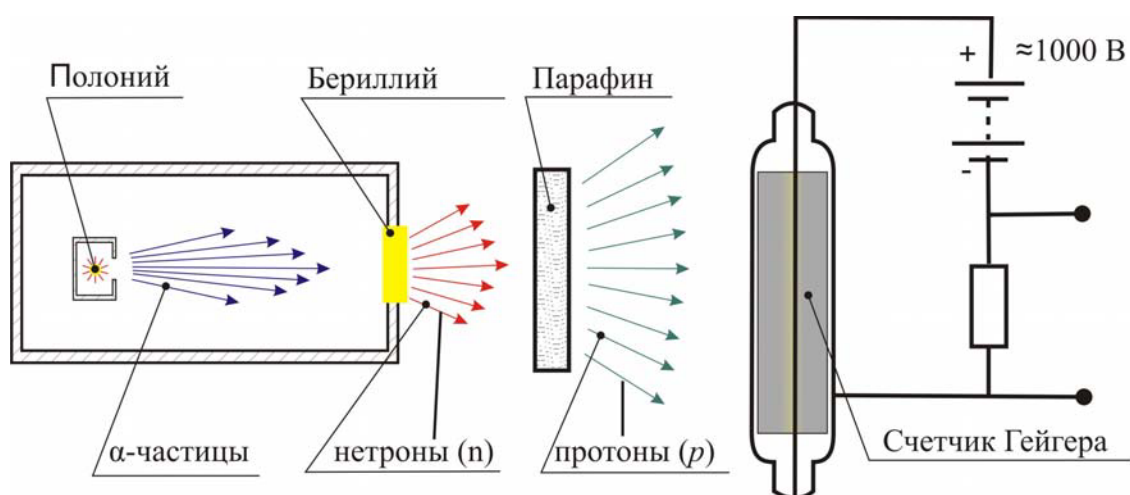


Рис. 2.2. Схема установки, при помощи которой Дж. Чадвик доказал существование нейтрона

В результате измерений Дж. Чадвик нашел, что энергия γ -квантов, создавших ядро отдачи азота, должна быть не менее 70 МэВ. Таким образом, имеется явное противоречие: одним и тем же γ -квантам приписывается разная энергия в зависимости от того, регистрируются они по протонам отдачи или по ядрам отдачи азота.

На основании анализа большого экспериментального материала Дж. Чадвик сделал вывод, что проникающее излучение, возникающее при бомбардировке бериллия α -частицами, не является потоком γ -квантов, а представляет собой поток незаряженных частиц. Массу этих частиц можно сравнительно просто вычислить, пользуясь законами сохранения энергии и количества движения.

При лобовых упругих столкновениях частиц с ядром (см. рис. 2.3), когда, как известно, происходит передача наибольшей доли энергии налетающей частицы ядру, законы сохранения энергии и количества движения записываются в следующем виде:

$$\frac{M_n \cdot v_n^2}{2} = \frac{M_n \cdot v_n'^2}{2} + \frac{M_y \cdot v_y^2}{2},$$

$$M_n \cdot v_n = -M_n \cdot v_n' + M_y \cdot v_y,$$

где M_n – масса нейтральной частицы, v_n и v_n' – ее скорость до и после столкновения с ядром, M_y и v_y – масса и скорость ядра отдачи.

Из приведенных уравнений можно исключить скорость нейтральной частицы после столкновения v_n' , тогда скорость ядра отдачи получается равной

$$v_y = \frac{2 \cdot M_n}{M_n + M_y} \cdot v_n.$$

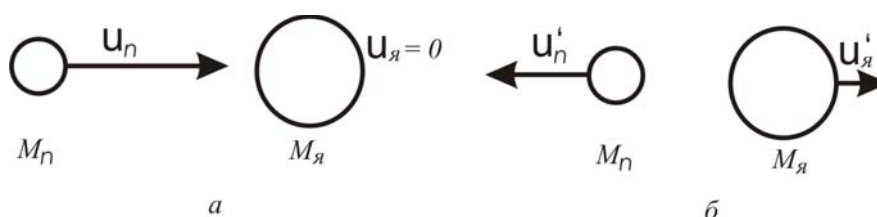


Рис. 2.3. Схема лобового столкновения нейтрона с ядром:
а – до столкновения; *б* – после столкновения.

Чтобы исключить скорость v_n требуется измерить максимальную энергию отдачи двух различных ядер известной массы. Для этого были использованы результаты опытов с ядрами отдачи водорода (протоны) и азота.

Обозначив массы ядер водорода и азота через M_H и M_N , их максимальные скорости соответственно через v_H и v_N , получим следующее выражение для отношения скоростей:

$$\frac{v_N}{v_H} = \frac{M_n + M_H}{M_n + M_N}.$$

Отсюда легко найти формулу для вычисления массы нейтральной частицы, а именно:

$$M_n = M_H \cdot \frac{\frac{M_N \cdot v_N}{v_H} - 1}{1 - \frac{v_N}{v_H}}.$$

Из полученных на опыте максимальных энергий протонов отдачи и ядер отдачи азота было вычислено, что $v_N = 4,7 \cdot 10^8$ см/с, а $v_H = 3,3 \cdot 10^9$ см/с. Подставив величины скоростей в выведенную формулу и учтя, что отношение масс ядер (или атомов) азота и водорода, грубо говоря, равно 14, получим массу нейтральной частицы:

$$M_n = 1,15 \cdot M_H.$$

Из опыта Дж. Чедвика еще нельзя было судить о том, насколько масса нейтральной частицы превышает массу атома водорода, но уже можно было сказать, что ее масса близка к массе протона.

Эта частица получила название нейтрон. Вывод о существовании нейтрона позволил объяснить все особенности исследуемого «бериллиевого» излучения. Теперь уже стало ясно, что такие частицы способны создавать ядра отдачи при столкновении с ядрами любой массы. Энергия ядра отдачи, очевидно, будет тем больше, чем оно легче, а по абсолютной величине она будет пропорциональна энергии налетающего нейтрона. Ниже будет показано, что открытие нейтрона устранило большинство существовавших в то время противоречий в ядерной физике и особенно в объяснении структуры атомных ядер. Так, в 1932 г. были открыты нейтроны – частицы с массой, близкой к массе протона, с зарядом, близким к нулю.

Величина заряда нейтрона обычно принимается равной нулю. Такое предположение о величине заряда подтверждается всеми исследованиями по взаимодействию нейтронов с различными ядрами. Кроме того, до сих пор не был обнаружен электрический заряд, по величине меньший элементарного, т. е. меньший, чем заряд протона или электрона. Однако не исключена возможность существования некоторого чрез-

вычайно малого заряда у нейтрона. Он, например, может быть равен разности между зарядами протона и электрона, лежащей за пределами точности определений величины элементарного заряда.

Были поставлены прямые и косвенные опыты по определению заряда нейтрона, вернее, по нахождению верхнего предела величины возможного заряда. К прямым опытам следует отнести работу П. Ди по исследованию ионизации, вызванной быстрыми нейтронами в газе. Им было найдено, что взаимодействие нейтрона с атомными электронами очень слабое; так, на пути в 3 м в воздухе нейтрон создает не более одной пары ионов. Следовательно, если нейтрон и имеет электрический заряд, то, по этим данным, величина его по крайней мере в 700 раз меньше заряда протона. Результаты косвенных опытов, связанных с рассеянием нейтронов на некоторых атомах, позволили установить, что верхний предел возможного заряда не превышает 10^{-18} заряда протона. Не вдаваясь в подробности о структуре нейтрона, можно отметить, что одной из характерных особенностей нейтрона является практическое отсутствие электрического заряда, поэтому взаимодействие нейтрона с веществом определяется главным образом чисто ядерными эффектами.

Таким образом, атомное ядро состоит из элементарных частиц – протонов и нейтронов. Массы протона m_p и нейтрона m_n близки друг к другу. Протон электрически заряжен. Его заряд положителен и по абсолютной величине равен заряду электрона. Электрический заряд нейтрона равен нулю, что отражено в названии частицы.

Свойства протона и нейтрона по отношению к сильным взаимодействиям совершенно одинаковы, чем, по-видимому, и объясняется близость их масс. Поэтому в ядерной физике часто используется термин нуклон, обозначающий любую частицу, входящую в состав ядра, как протон, так и нейтрон. Можно сказать, что протон и нейтрон являются двумя состояниями одной и той же частицы – нуклона.

В отличие от электронов, протоны и нейтроны подвержены действию специфических ядерных сил. Ядерные силы являются частным случаем самых интенсивных в природе сильных взаимодействий. За счет ядерных сил протоны и нейтроны могут соединяться друг с другом, образуя различные атомные ядра.

2.1.4. Состав атомных ядер

Атом электрически нейтрален. Поэтому число протонов в ядре атома должно равняться числу электронов в атомной оболочке, т. е. атомному номеру Z . Общее число нуклонов (т. е. протонов и нейтронов) в ядре обозначается через A и называется массовым числом. Числа Z и A полностью характеризуют состав ядра. По определению

$$A = Z + N. \quad (2.1)$$

Для обозначения различных ядер обычно используется запись вида ${}_Z X^A$, где X – химический символ, соответствующий элементу с данным Z . Например, выражение ${}_4\text{Be}^9$ обозначает ядро атома бериллия с $Z = 4$, $A = 9$, имеющее 4 протона и 5 нейтронов. Левый нижний индекс не является необходимым, поскольку атомный номер Z однозначно определяется названием элемента. Поэтому часто употребляется сокращенное обозначение типа Be^9 (читается «бериллий девять»).

Ядра с одним и тем же Z и разными A называются изотопами. Например, у урана ($Z = 92$) есть изотопы ${}_{92}\text{U}^{236}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$. Иногда употребляются термины изобары (для ядер с одинаковыми A и разными Z) и изотоны (для ядер с одинаковыми N и разными Z). Для обозначения атомов определенного изотопа используется термин нуклид.

Самым тяжелым из имеющихся в природе элементов является изотоп урана ${}_{92}\text{U}^{238}$. Элементы с атомными номерами больше 92 называются трансурановыми. Все они получены искусственно в результате различных ядерных реакций.

По своим чисто ядерным свойствам различные изотопы, как правило, имеют мало общего. Но в подавляющем большинстве случаев атомы различных изотопов обладают одинаковыми химическими и почти одинаковыми физическими свойствами, поскольку на структуру электронной оболочки атома ядро влияет практически только своим электрическим зарядом. Поэтому выделение какого-либо изотопа, например U^{235} из его собственной смеси с ${}_{92}\text{U}^{238}$, является сложной технологической задачей, для решения которой используются небольшие различия в скоростях испарения, диффузии и некоторых других процессов, возникающие за счет различия масс изотопов.

Атомный номер Z равен электрическому заряду ядра в единицах абсолютной величины заряда электрона. Электрический заряд является целочисленной величиной, строго сохраняющейся при любых (в том числе и при неэлектромагнитных) взаимодействиях. Совокупность имеющихся экспериментальных данных о взаимопревращениях атомных ядер и элементарных частиц показывает, что кроме закона сохранения электрического заряда существует аналогичный, строгий закон сохранения барионного заряда. Именно, каждой частице можно присвоить некоторое значение барионного заряда, причем алгебраическая сумма барионных зарядов всех частиц остается неизменной при каких угодно процессах.

Барионные заряды всех частиц целочисленные. Барионный заряд электрона и γ -кванта равен нулю, а барионные заряды протона и нейтрона равны единице. Поэтому массовое число A является барионным зарядом

ядра. Закон сохранения барионного заряда обеспечивает стабильность атомных ядер. Например, этим законом запрещается выгодное энергетически и разрешенное всеми остальными законами сохранения превращение двух нейтронов ядра в пару легчайших частиц γ -квантов.

Атомные ядра могут существовать лишь в ограниченной области значений величин A , Z . Вне этой области, если соответствующее ядро и возникает, то оно мгновенно (т. е. за характерное ядерное время $\tau \leq 10^{-21}$ с) либо распадается на более мелкие ядра, либо испускает протон или нейтрон. Внутри области возможного существования далеко не все ядра стабильны.

В настоящее время известно более 1400 различных ядер (большинство из этих ядер получено искусственным путем). 1400 различных ядер приходится на 102 элемента, т. е. в среднем каждый элемент имеет 14 изотопов. В природе существует около 300 различных изотопов. Их ядра содержат определенное количество протонов и нейтронов. На рис. 2.4 приведена протонно-нейтронная диаграмма, на которой показана графическая зависимость числа нейтронов N от числа протонов Z в ядрах. Черные точки на диаграмме, обозначают стабильные изотопы, занимают довольно узкую полосу. В стабильных ядрах существует вполне определенное соотношение между количествами содержащихся в них протонов и нейтронов. Связь Z с A для стабильных ядер хорошо описывается эмпирической формулой:

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}.$$

Ядра, в которых это соотношение нарушено, являются радиоактивными, причем ядра с избытком нейтронов испускают электрон, а ядра с избытком протонов – позитрон, т. е. электрон с положительным зарядом (и положительным магнитным моментом). Над стабильной областью ядро пересыщено нейтронами. В нем больше, чем необходимо для устойчивости ядра, $(n-n)$ -взаимодействий. Если отношение N/Z лежит ниже стабильной области, то неустойчивость ядра определяется кулоновскими силами отталкивания между протонами.

Заслуживают упоминания следующие эмпирические факты и закономерности в отношении A и Z для стабильных ядер:

а) Известны ядра со всеми значениями Z от 0 до 107 включительно (ядром с $Z = 0$, $N = 1$ является нейтрон). Не существует стабильных, т. е. не подверженных самопроизвольному радиоактивному распаду, ядер при $Z = 0$, 43, 61 и $Z \geq 84$.

б) Известны ядра со значениями A от 1 до 263 включительно. Не существует стабильных ядер при $A = 5$, 8 и при $A \geq 210$.

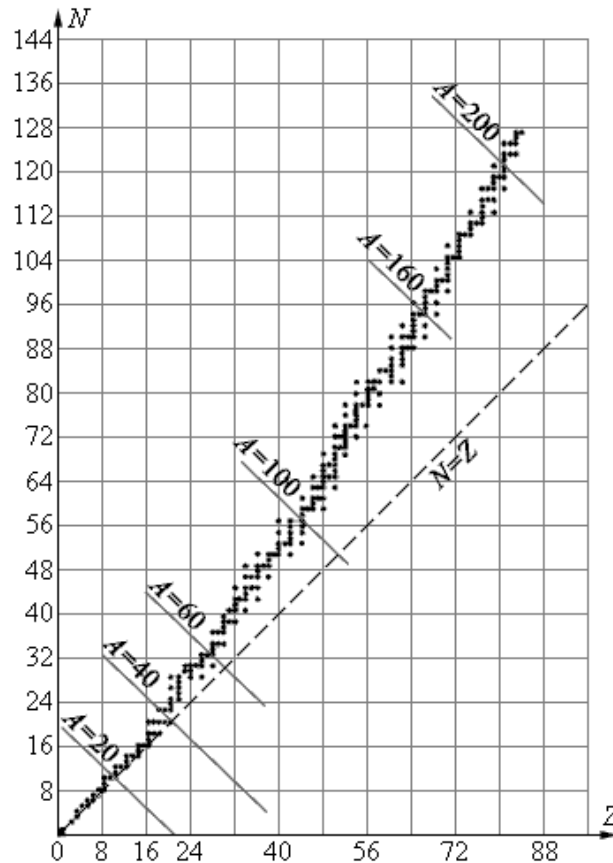


Рис. 2.4. Протонно-нейтронная диаграмма атомных ядер

в) Свойства ядер существенно зависят от четности чисел Z и N . Это видно уже из того, что среди стабильных изотопов больше всего четно-четных (четное Z , четное N) и меньше всего нечетно-нечетных (нечетные Z, N), которых известно всего четыре: ${}^1_1\text{D}^2$, ${}^3_3\text{Li}^6$, ${}^5_5\text{B}^{10}$ и ${}^7_7\text{N}^{14}$.

г) При малых A стабильные ядра содержат примерно одинаковое число протонов и нейтронов, а при увеличении A процентное содержание нейтронов возрастает.

д) Большинство химических элементов имеет по несколько изотопов. Рекорд здесь принадлежит олову (${}_{50}\text{Sn}$), обладающему десятью стабильными изотопами. С другой стороны, некоторые элементы, например Be, Na, Al, обладают только одним стабильным изотопом.

2.2. Масса и энергия связи ядра

Масса ядра не является аддитивной величиной: причиной является сильное взаимодействие нуклонов в ядре. Из-за этого взаимодействия для полного разделения ядра на отдельные свободные нуклоны необходимо произвести минимальную работу, которая и определяет энергию связи ядра $\Delta E_{\text{св}}$. Наоборот, при образовании ядра из свободных нуклонов эта энергия выделяется (в виде, например, электромагнитного излучения).

Известно, что энергия покоя частицы связана с ее массой соотношением Эйнштейна:

$$E_0 = mc^2. \quad (2.2)$$

Значит энергия покоя ядра всегда меньше суммы энергий покоя свободных нуклонов, входящих в состав ядра, и соответственно имеем:

$$\Delta E_{\text{св}} = \sum m_N - m_{\text{яд}}, \quad (2.3)$$

где $\sum m_N$ – сумма масс нуклонов, $m_{\text{яд}}$ – масса ядра.

Более детально (2.3) записывается следующим образом:

$$\Delta E_{\text{св}} = [Zm_{\text{H}} + (A - Z)m_{\text{n}} - M(A, Z)] \cdot c^2. \quad (2.4)$$

Соотношение (2.4) называется энергией связи ядра относительно всех составляющих его нуклонов. Энергия связи представляет собой величину энергии, которую нужно затратить, чтобы разделить данное ядро на все составляющие его нуклоны. Очевидно, что энергию связи является мерой прочности (устойчивости) ядра.

Масса Δm , соответствующая энергии связи:

$$\Delta m = \frac{E_{\text{св}}}{c^2} = Zm_{\text{p}} + (A - Z)m_{\text{n}} - M(A, Z) \quad (2.5)$$

называется дефектом массы ядра. На эту величину уменьшается масса всех нуклонов при образовании из них ядра.

Процесс полного расщепления ядра на составляющие его нуклоны является скорее гипотетическим. В действительности при делении ядер и других ядерных реакциях происходит распад ядра на два, реже более осколков. Знание энергии связи ядер позволяет рассчитать энергетический баланс не только для довольно редкого процесса полного расщепления, но и для любых процессов распада и взаимных превращений ядер. Например, энергия E_p отделения протона, т. е. минимальная энергия, необходимая для выбивания протона из ядра ${}_Z\text{X}^A$ равна разности энергий связи ядер ${}_Z\text{X}^A$ и ${}_{Z-1}\text{X}^{A-1}$:

$$E_p = \Delta E_{\text{св}}(Z, A) - \Delta E_{\text{св}}(Z - 1, A - 1).$$

Аналогично E_n энергия отделения нейтрона:

$$E_n = \Delta E_{\text{св}}(Z, A) - \Delta E_{\text{св}}(Z, A - 1).$$

Для выбивания из ядра α -частицы нужна энергия, равная:

$$E_\alpha = \Delta E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z - 2, A - 4).$$

Легко увидеть, что энергия связи может быть выражена через массы нейтральных атомов. Это вытекает из того, что масса атома отличается от массы ядра на Z электронных масс (с точностью до энергии связи электронов):

$$\Delta E_{\text{св}} = [Z M_{\text{ат}}({}_1\text{H}^1) + (A - Z)m_{\text{n}} - M_{\text{ат}}(A, Z)] c^2 \quad (2.6)$$

Этот вариант формулы более удобен, так как в большинстве экспериментов измеряется масса атома, а не масса ядра. Поэтому в таблицах обычно приводятся значения масс нейтральных атомов.

Энергия связи любого ядра положительна; она должна составлять заметную часть его энергии покоя. Точные значения масс атомных ядер определяются с помощью специальных приборов, называемых масс-спектрометрами.

Энергия связи, отнесенная к массовому числу A называется удельной энергией связи нуклонов в ядре:

$$E_{\text{уд}} = \Delta E_{\text{св}}/A = \Delta m \cdot c^2/A. \quad (2.7)$$

Величина $E_{\text{уд}}$ показывает, какую энергию в среднем необходимо затратить, чтобы удалить из ядра один нуклон, не сообщая ему кинетической энергии. Величина $E_{\text{уд}}$ имеет своё значение для каждого ядра. Чем больше $E_{\text{уд}}$, тем более устойчиво ядро. На рис. 2.5 приведена зависимость $E_{\text{уд}}$ от массового числа A .

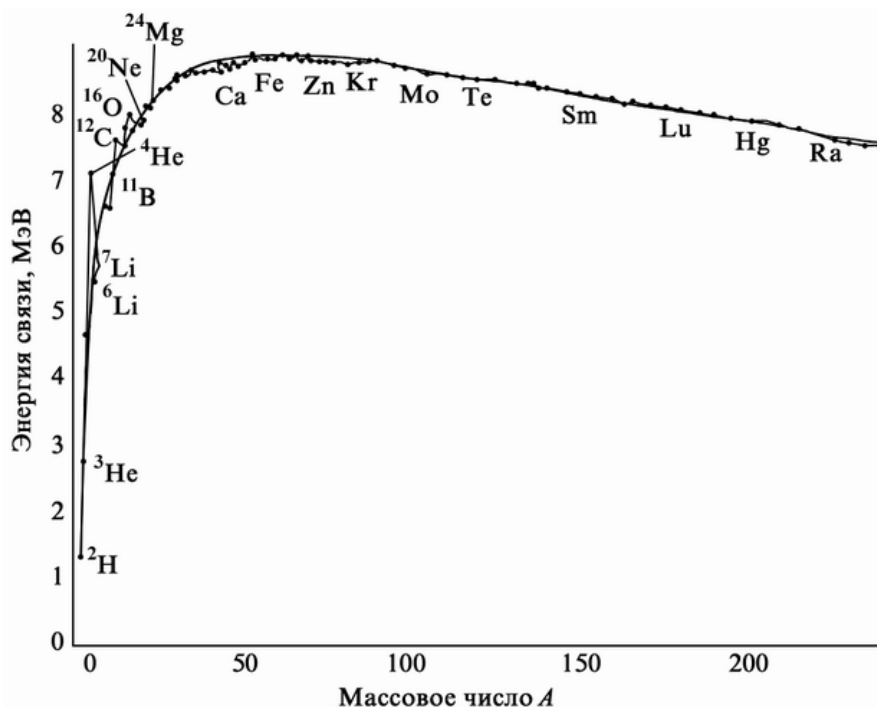


Рис. 2.5. Зависимость средней энергии связи на нуклон от массового числа A

Видно, что $E_{уд}$ вырастает от 0 МэВ при $A = 1$ (протон) до 8,7 МэВ при $A=50 \dots 60$ (${}_{24}\text{Cr} \dots {}_{30}\text{Zn}$) и постепенно уменьшается до 7,5 МэВ для последнего встречающегося в природе элемента (${}_{92}\text{U}$). Для сравнения, энергия связи валентных электронов в атоме порядка 10 эВ, что в миллион раз меньше. Из рис. 2.5 видно, что наибольшей удельной энергией связи обладают ядра с массовыми числами в диапазоне от 50 до 60. С уменьшением или возрастанием A удельная энергия связи уменьшается с разной интенсивностью, так как уменьшение удельной энергии происходит по разным механизмам.

Главные причины различия в энергии связи разных ядер заключаются в следующем. Все нуклоны, из которых состоит ядро, можно условно разделить на две группы: поверхностные и внутренние.

Внутренние нуклоны окружены соседними нуклонами со всех сторон, поверхностные же имеют соседей только с внутренней стороны. Поэтому внутренние нуклоны взаимодействуют с остальными нуклонами сильнее, чем поверхностные. Но процент внутренних нуклонов особенно мал у легких ядер (у самых легких ядер все нуклоны можно считать поверхностными) и постепенно повышается по мере утяжеления. Поэтому и энергия связи растет вместе с ростом числа нуклонов в ядре. Однако этот рост не может продолжаться очень долго, так как начиная с некоторого достаточно большого числа нуклонов ($A = 50 \dots 60$) количество протонов становится настолько большим (практически в любом ядре протоны составляют не менее 40 % общего числа нуклонов), что делается заметным их взаимное электрическое отталкивание даже на фоне сильного ядерного притяжения. Это отталкивание и приводит к уменьшению энергии связи у тяжелых ядер.

Различие в энергии связи разных ядер может быть использовано для освобождения внутриядерной энергии.

Энергетически выгодно: 1) деление тяжелых ядер на более легкие; 2) слияние легких ядер друг с другом в более тяжелые. Как в первом, так и во втором случаях получаются более прочные (более устойчивые) ядра, чем исходные.

При обоих процессах выделяется огромное количество энергии; эти процессы в настоящее время реализованы практически: реакции деления ядер и реакции термоядерного синтеза ядер.

Проблема термоядерного синтеза решена наполовину: освоен взрывной синтез.

Среднее значение $\overline{E}_{уд}$ равно 8 МэВ, причем для большинства ядер $E_{уд} \approx \overline{E}_{уд} = 8$ МэВ. Поэтому энергия связи атомных ядер в первом приближении может быть выражена через массовое число соотношением:

$$\Delta E_{\text{св}} \approx \bar{E}_{\text{уд}} \cdot A \approx 8 \text{ МэВ}. \quad (2.8)$$

Это соотношение позволяет сделать два вывода относительно свойств ядерных сил, связывающих нуклоны в ядре.

Из пропорциональности $\Delta E_{\text{св}}$ и A следует свойство насыщения ядерных сил, т. е. способность нуклона к взаимодействию не со всеми окружающими его нуклонами, а только с ограниченным их числом. Действительно, если бы каждый нуклон ядра взаимодействовал со всеми остальными $(A - 1)$ нуклонами, то суммарная энергия связи была бы пропорциональна $A \cdot (A - 1) \approx A^2$, не A .

Энергия связи является мерой прочности ядра. Особенно велика энергия связи у ${}^2\text{He}^4$, ${}^6\text{C}^{12}$, ${}^8\text{O}^{16}$ и других четно-четных ядер.

Ядра с полностью заполненными оболочками являются наиболее устойчивыми – магические ядра, у которых число протонов Z или нейтронов N равно одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Ядра, у которых магическими являются и Z , и N , называются дважды магическими. Дважды магических ядер известно всего пять: ${}^2\text{He}^4$, ${}^8\text{O}^{16}$, ${}^{20}\text{Ca}^{40}$, ${}^{28}\text{Ni}^{56}$, ${}^{82}\text{Pb}^{208}$.

В частности, особая устойчивость ядра гелия проявляется в том, что это единственная частица, испускаемая тяжелыми ядрами при радиоактивном распаде (она называется α -частицей).

Из большой величины средней энергии связи $\bar{E}_{\text{уд}} \approx 8 \text{ МэВ}$ следует чрезвычайно большая интенсивность ядерного взаимодействия. Так, например, средняя энергия связи нуклона в ядре ${}^2\text{He}^4$ ($\bar{E}_{\text{уд}} \approx 7 \text{ МэВ}$) существенно больше кулоновского расталкивания двух протонов этого ядра. Это следовало ожидать: в противном случае протоны в ядре не могли бы быть связаны.

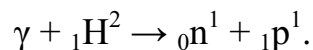
2.3. Ммасс-спектрометрия

Для определения массы атома применяются масс-спектрометры. Принцип действия масс-спектрометра заключается в сравнении характеристик движения частиц с разными массами, но одинаковыми электрическими зарядами при прохождении их через электрическое и магнитное поля. Простейший расчет показывает, что частицы с разными массами движутся по разным траекториям, сравнение которых и позволяет оценить различие в массах. Атомы являются нейтральными системами, поэтому, для того чтобы воздействовать на движение атомов электрическими и магнитными полями их предварительно ионизируют.

Масс-спектрометрия надежна при определении масс атомов, но она не годится для определения массы нейтральных частиц. Масса нейтральных

частиц (например, нейтрона) может быть определена по энергетическому балансу одной из ядерной реакции с участием данной частицы.

Простейшей реакцией с помощью которой можно определить массу нейтрона является реакция расщепления дейтрона γ -квантами:



Для определения массы нейтрона нужно знать массы дейтрона, протона, энергию падающих γ -квантов и кинетические энергии протона и нейтрона.

В настоящее время массы всех ядер, а также протона и нейтрона известны с очень большой точностью.

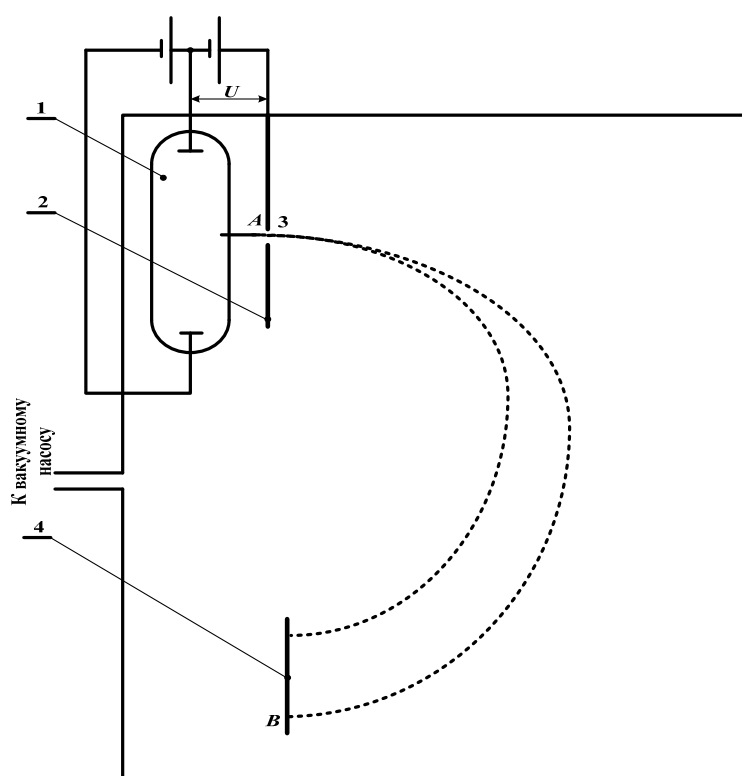


Рис. 2.6. Схема масс-спектрометра:

1 – источник ионов (газоразрядная трубка), 2 – диафрагма с щелью 3, 4 – фотопластинка, U – напряжение, ускоряющее ионы

Схема масс-спектрометра с однородным магнитным полем изображена на рис. 2.6. Прибор представляет собой откачанный до высокой степени разрежения сосуд, помещенный в магнитное поле, линии которого перпендикулярны к плоскости чертежа. Заряженные частицы испускаются источником 1. Простейшим источником является электрический разряд в газе. Разряд сопровождается интенсивной ионизацией газа. При положительной разности потенциалов между диафрагмой 2

и щелью источника из разряда будут «отсасываться» электроны и отрицательные ионы, при отрицательной разности потенциалов – положительные ионы. Заполняя источник различными газами или парами, можно получить ионы различных элементов.

Частицы, прошедшие через щель 3, попадают в магнитное поле с теми скоростями, которые им сообщает ускоряющая их разность потенциалов. Все частицы с данным отношением q/m приобретают равные скорости и будут в магнитном поле описывать окружности одного и того же радиуса. После отклонения на 180° пучок частиц попадает на фотопластинку; в месте попадания пучка после проявления пластинки обнаруживается темная полоска (опыты показывают, что быстрые заряженные частицы производят на светочувствительную эмульсию фотопластинок действие, аналогичное действию световых лучей). Расстояние AB (см. рис. 2.6) равно удвоенному радиусу r окружности, по которой двигалась частица. Величина r зависит от скорости частицы. Для нахождения скорости используется то обстоятельство, что частица влетает в магнитное поле с кинетической энергией $E = \frac{mv^2}{2}$, полученной за счет работы электрического поля, равной qU . Таким образом,

$$E = \frac{mv^2}{2} = qU. \quad (2.9)$$

В камере на движущиеся ионы действует перпендикулярное (плоскости орбиты) однородное магнитное поле \mathbf{B} . Под его действием ион начинает двигаться по окружности, радиус которой r может быть найден из условия равенства лоренцевой и центробежной сил:

$$\frac{q}{m} vB = \frac{v^2}{r}, \quad (2.10)$$

откуда

$$r = \frac{mv}{qB}. \quad (2.10.1)$$

Из (2.9) и (2.10.1) имеем:

$$m = \frac{qr^2 B^2}{2U}. \quad (2.11)$$

Подставляя в эту формулу известные значения q , B , U и полученный измерением радиус r , можем вычислить массу частиц, попавших в точку B пластинки.

Если в пучке, испускаемом источником, содержатся частицы с различными отношениями заряда к массе, на фотопластинке получится несколько параллельных полосок. Самая близкая к щели полоска вызвана частицами, которые движутся по окружности наименьшего радиуса. Эти частицы обладают наибольшим отношением заряда к массе. Если заряды всех частиц в пучке одинаковы, то ближайшая к щели полоска соответствует частицам наименьшей массы.

По аналогии с оптикой изображение, полученное на фотопластинке, называют спектром. Оптический спектрограф дает спектр длин волн светового пучка, т. е. распределение спектральных линий по длинам волн. Масс-спектрометр дает спектр масс пучка частиц, т. е. распределение частиц по массам (точнее, по отношениям q/m).

В опыте по измерению массы электрона с помощью масс-спектрометра на фотопластинке обнаруживается только одна полоска. Так как заряд каждого электрона равен одному элементарному заряду (многочисленные данные свидетельствуют, что не существует электронов, несущих два или более элементарных заряда), мы приходим к заключению, что все электроны обладают одинаковой массой.

Если скорость электрона в масс-спектрометре достаточно мала (или, иными словами, если разгоняющее напряжение U не слишком велико), получаемое при измерении значение массы электрона не зависит от его скорости и равно:

$$m = 0,911 \cdot 10^{-30} \text{ кг} = 1/1823 \text{ а.е.м.}$$

Таким образом, электрон (покоящийся или медленно движущийся) почти в две тысячи раз легче атома легчайшего вещества – водорода.

Масс-спектрометры постоянно совершенствуются. В современных масс-спектрометрах используется метод двойной фокусировки: по скоростям и направлениям. Благодаря этому разрешающая способность таких приборов очень высока $\sim 1/10^6$. Это означает, что масса данного иона может быть измерена по отношению к массе другого иона с точностью до 10^{-6} .

Развитие техники масс-спектрометрии позволило подтвердить высказанное Содди в 1910 г. предположение о том, что дробные атомные веса объясняются существованием изотопов. Астон и др. с помощью масс-спектрометров обследовали все элементы периодической системы и почти у всех нашли несколько изотопов.

2.4. Размеры атомных ядер

Стремление получить представление о точных размерах ядра наталкивается на большие трудности. Причина заключается в том, что нуклоны, из которых состоит ядро, движутся по законам квантовой механики, в основе которой лежит принцип неопределенности Гейзенберга. Вследствие этого поверхность ядра «размыта» и представление о его размерах становится неопределенным. Наибольшей определенностью характеризуются тяжелые ядра.

Первые представления о размерах атомного ядра были получены Резерфордом в результате опытов по изучению рассеяния α -частиц. Для согласования результатов опытов с расчетами потребовалось предположить, что значительная часть массы атома сосредоточена в его центральной части – ядре, которое может быть представлено в виде сферы размером примерно 10^{-12} см.

В дальнейшем размеры ядер определялись разными способами, например:

- 1) определение радиуса α -радиоактивных ядер по энергии испускаемых α -частиц;
- 2) анализ полуэмпирической формулы для массы и энергии связи ядра;
- 3) изучение рассеяния быстрых нейтронов на ядрах;
- 4) исследование рентгеновского излучения μ -мезонных атомов;
- 5) измерение рассеяния быстрых электронов на ядрах.

Наиболее точно размеры ядер определяются при изучении рассеяния быстрых электронов на ядрах. Из атомной физики известно, что при отражении медленных электронов от кристалла наблюдается дифракционная картина (опыт Девисона и Джермера). Ее появление связано с тем, что, согласно квантовой механике, движение микрочастицы описывается волной де Бройля, длина которой равна

$$\lambda = h/p, \quad (2.12)$$

где p – импульс частицы; $h = 2\pi\hbar$. Очевидно, что для электронов с энергией в несколько десятков электронвольт длина волны оказывается сравнимой с постоянной кристаллической решетки, в результате чего наблюдается картина, сходная с дифракцией рентгеновских лучей. Аналогично для быстрых электронов ($T > 20$ МэВ) длина волны де Бройля λ , становится сравнимой с размерам атомных ядер. Действительно

$$\lambda = \frac{h}{p} \approx \frac{\hbar c}{T} = \frac{6,62 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{1,6 \cdot 10^{-6} T(\text{МэВ})} = \frac{1,24 \cdot 10^{-10}}{T(\text{МэВ})}, \text{ см}, \quad (2.13)$$

и уже для $T = 100$ Мэв $\lambda \approx 10^{-12}$ см. Поэтому из опытов по упругому рассеянию быстрых электронов на ядрах, а именно по результатам углового распределения рассеянных электронов, можно получить представление о радиусе атомного ядра. Опыты были сделаны с электронами, ускоренными на синхротроне до энергий в несколько десятков (в первых опытах) и несколько сотен (в наиболее точных опытах Хофштадтера) мегаэлектронвольт. Результаты опытов сравнивались с расчетами, произведенными с помощью уравнения Дирака в предположении о равномерном распределении заряда в ядре с разными радиусами.

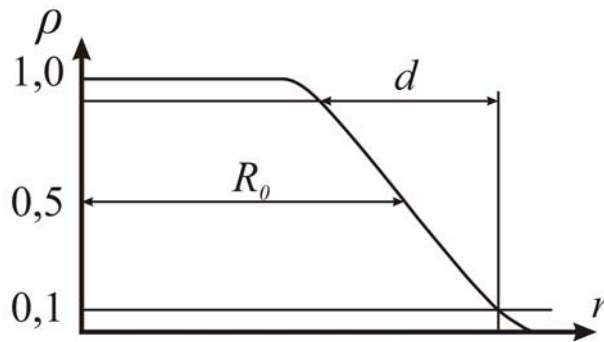


Рис. 2.7. Распределение плотности заряда в зависимости от расстояния до центра ядра

Оказалось, что наилучшее совпадение формулы $R = r_0 A^{1/3}$ с результатами опытов получается при разных значениях r_0 для различных ядер (от $1,32 \cdot 10^{-13}$ см для ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ до $1,18 \cdot 10^{-13}$ см для ${}_{79}\text{Au}^{197}$).

Таким образом, опыты по изучению рассеяния быстрых электронов дают значения радиуса ядра

$$R = (1,2 \div 1,3) \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}, \text{ см.} \quad (2.14)$$

Из формулы вытекает важный вывод: масса ядра определяется массовым числом A , пропорционально его объему, поскольку $V \sim r_0^3 \sim A$. Следовательно плотность вещества во всех ядрах примерно одинакова и, как показывает расчет, равна $\rho \sim 10^{17}$ кг/м³.

В заключение следует заметить, что высокая точность современных опытов по исследованию рассеяния быстрых электронов на ядрах позволяет не только определить средние размеры области, занятой протонами, но и оценить распределение плотности заряда по ядру. Оказалось, что экспериментальные результаты лучше всего согласуются не с равномерным распределением заряда в ядре, а с распределением вида:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{\delta}}}, \quad (2.15)$$

(модель Ферми). Согласно этой формуле, плотность заряда постоянна внутри ядра и плавно убывает к нулю вблизи его границ (см. рис. 2.7). R_0 определяет расстояние от центра ядра до места, где плотность заряда падает вдвое, а δ – скорость убывания плотности заряда с расстоянием от центра ядра. Опыт показывает, то что величина R_0 для всех исследованных ядер равна $R_0 = 1,08 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ см. Спад плотности заряда (от $0,9\rho_0$ до $0,1\rho_0$) для всех ядер происходит на одинаковых расстояниях $d = 4,4\delta = 2,4 \cdot 10^{-13}$ см, так что область постоянной плотности заряда по мере уменьшения Z сокращается и при $Z \leq 6$ исчезает совсем.

2.5. Спин ядра и его магнитный момент

Спин частицы – столь же важная ее характеристика, как масса, заряд, время жизни и другие. Его величина не зависит от состояния движения частицы. Это ее внутренняя характеристика. Спин – собственный момент количества движения элементарной частицы, имеющий квантовую природу и не связанный с её перемещением в пространстве как целого. Спин отвечает неотъемлемому и неизменному внутреннему вращательному состоянию, присущему частице, хотя это вращательное состояние нельзя трактовать классически – как вращение тела вокруг собственной оси. Наряду со спином, любая частица, перемещаясь как целое в пространстве (например, по замкнутой орбите) относительно некой внешней точки (центра орбиты), имеет относительно этой точки внешний или орбитальный момент количества движения.

Спин был первоначально введен для того, чтобы объяснить экспериментально наблюдаемый факт, что многие спектральные линии в атомных спектрах состоят из двух отдельно расположенных линий. Например, первая линия серии Бальмера в атоме водорода, которая проявляется при переходах между уровнями с $n = 3$ и $n = 2$, должна наблюдаться как одиночная линия с длиной волны $\lambda = 6563 \text{ \AA}$, однако на самом деле наблюдались две линии с расстоянием между ними $\Delta\lambda = 1,4 \text{ \AA}$. Это расщепление первоначально связывалось с еще одной дополнительной степенью свободы электрона – вращением. Предполагалось, что электрон можно рассматривать как классический вращающийся волчок, и величина спин связывалась с его характеристикой вращения. На самом деле, как выяснилось позже, спин имеет квантовую природу и не связан с какими-либо перемещениями частицы в пространстве.

Нейтрон и протон имеют собственный момент количества движения (спин), величина которого равна $\frac{1}{2}\hbar$ где постоянная Планка \hbar . Поскольку нуклоны могут двигаться в ядре по некоторым орбитам, они обладают также орбитальными моментами количества движения. Со-

гласно квантовой механики, орбитальный момент может быть только целым кратным \hbar (точнее, его проекция на некоторое выделенное направление), т. е. равным $l\hbar$, где $l = 1, 2, \dots$. Число l называется орбитальным квантовым числом.

Полный момент количества движения нуклона, или спин нуклона j , являющийся суммой (проекций) орбитального момента l и собственного спина $\frac{1}{2}$, равен

$$j = l \pm \frac{1}{2} \quad (2.16)$$

так как собственный спин нуклона и его орбитальный момент могут быть только параллельны. Поэтому каждому значению l соответствует два возможных значения j . Поскольку l выражается только целым числом, j для частиц со спином $\frac{1}{2}$ всегда является полуцелым. Частицы с целым спином называются бозонами, с полуцелым – фермионами.

Понятие спина применяют и к сложным, составным микрообъектам – атомам, атомным ядрам, адронам.

В результате векторного сложения собственных спинов нуклонов и их орбитальных моментов образуется полный спин ядра I . Ядра с чётным A имеют в основном состоянии целочисленный спин, а ядра с нечётным A – полуцелый спин. Все ядра с чётными Z и N (чётно-чётные ядра) в основном состоянии имеют спин $I = 0$. Стабильные ядра с чётным Z и нечётными N (чётно-нечётные), ядра с нечётными Z и чётным N (нечётно-чётные) и ядра с нечётным Z и нечётным N (нечётно-нечётные) имеют спин $I \neq 0$. Существует только четыре стабильных нечётно-нечётно ядра: H^2 , Li^6 , B^{10} и N^{14} . При ядерных взаимодействиях спины сохраняются.

При движении заряженной частицы по некоторой орбите возникает магнитный момент, и, кроме того, каждый нуклон (протон или нейтрон) имеет собственный магнитный момент. Таким образом, ядро обладает магнитным моментом, который можно считать распределённым по всему объёму ядра.

Обычно магнитным моментом μ называют его составляющую, направленную вдоль спина ядра I . Между ними существует соотношение

$$\mu = \mu_{\text{яд}} g I, \quad (2.17)$$

где $\mu_{\text{яд}}$ – ядерный магнетон, равный $\mu_{\text{яд}} = \frac{e\hbar}{2m_p}$, безразмерный множитель g – гиромагнитное отношение, величина которого устанавливается опытным путём, I – спин ядра в единицах \hbar .

Нейтрон имеет отрицательный магнитный момент $\mu_n \approx -1.913\mu_{\text{яд}}$ так как направление спина нейтрона и его магнитного момента противоположны. Наличие у нейтрона магнитного момента позволяет предположить, что в нём существует некоторое распределение зарядов, компенсирующих друг друга, но расположенных так, что отрицательные заряды находятся ближе к периферии.

Магнитный момент протона положителен и равен $\mu_p \approx 2,793\mu_{\text{яд}}$. Его направление совпадает с направлением спина протона.

Рассмотренные выше моменты представляли собой магнитные дипольные моменты, аналогичные тем моментам, которые создают простые магниты с двумя полюсами. Из исследований поведения ядер в магнитных полях, а также из сверхтонкой структуры оптических и микроволновых спектров следует, что многие ядра обладают также электрическими квадрупольными моментами. Чтобы объяснить смысл этого утверждения, заметим, что квадрупольный момент связан с отклонением ядра от сферической симметрии. Если положительный заряд распределен в ядре совершенно симметрично (сферическая симметрия), то квадрупольный момент должен быть равен нулю; тот факт, что он часто отличен от нуля, означает, что имеет место несимметричное (деформированное) распределение заряда. Квадрупольный электрический момент ядра Q_0 является мерой отклонения симметричного распределения заряда в ядре от сферической формы.

Так, для эллипсоида вращения

$$Q_0 = \frac{2}{5} Z_e (b^2 - a^2), \quad (2.18)$$

где b – полуось эллипсоида вдоль направления спина, a – полуось в перпендикулярном направлении. Для ядра, вытянутого вдоль направления спина, $b > a$ и $Q_0 > 0$. Для ядра, сплющенного в этом направлении, $b < a$ и $Q_0 < 0$. Для сферического распределения заряда в ядре $b = a$ и $Q_0 = 0$. Это справедливо для ядер со спином, равным 0 или $\hbar/2$.

Положительный квадрупольный момент означает, что распределение заряда не сферическое, а вытянуто в направлении спина, образуя вытянутый сфероид (см. рис. 2.8). С другой стороны, отрицательный квадрупольный момент означает, что сферическое распределение сплющено в направлении спина, в результате чего получается сплющенный сфероид. Эти отклонения распределения заряда ядра от сферической симметрии не превышают 10 % величины радиуса ядра.

Отрицательные квадрупольные моменты обычно малы и встречаются сравнительно редко, обычно в случае ядер, массовые числа которых лежат в некоторых определенных областях. С другой стороны, положительные квадрупольные моменты встречаются чаще и иногда довольно

велики. Интересно отметить, что дейтрон имеет довольно значительный квадрупольный момент, так что это ядро вытянуто в направлении, вокруг которого вращаются нейтрон и протон. Наличие у дейтрона квадрупольного момента означает, что, кроме так называемых центральных сил, которые зависят только от расстояния между нейтроном и протоном, некоторый небольшой вклад вносят также тензорные силы. Последние зависят от угла между спинами ядер и прямой, соединяющей их центры. На основании этого можно сделать вывод, что в дейтроне существует состояние с более высоким орбитальным моментом.

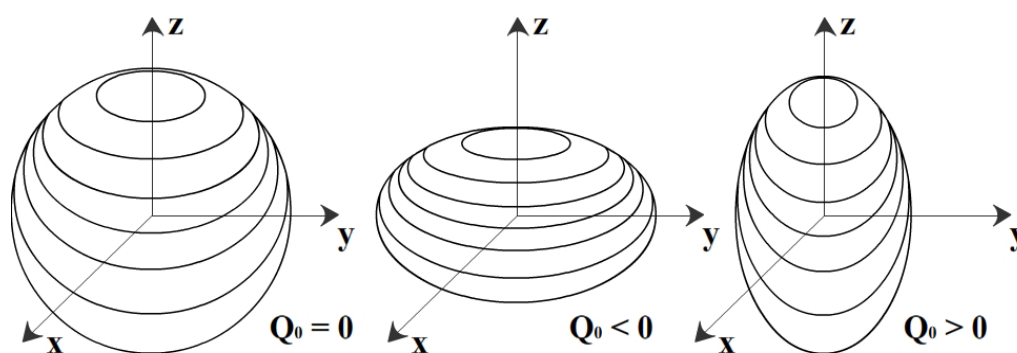


Рис. 2.8. Схематическое изображение квадрупольного момента ядра

2.6. Ядерные силы

2.6.1. Особенности ядерных сил

Огромная энергия связи нуклонов в ядрах (по сравнению с энергией связи электронов в атоме) означает, что между нуклонами действуют мощные ядерные силы притяжения, по сравнению с которыми электромагнитные силы отталкивания в сотни раз слабее.

Отличительными особенностями ядерных сил являются следующие.

- 1) Эти силы являются короткодействующими с радиусом действия $\sim 10^{-13}$ см.

Длина $(1,5 \dots 2,2) \cdot 10^{-13}$ см называется радиусом действия ядерных сил. На существенно меньших расстояниях ($r < 0,5$ Фм) притяжение нуклонов сменяется их отталкиванием.

- 2) Они обладают зарядовой независимостью, что проявляется в одинаковости сил взаимодействия нуклонов n-n, p-p, n-p. Зарядовая независимость ядерных сил видна из сравнения энергий связи зеркальных ядер. Так называются ядра, в которых одинаково общее число нуклонов, но число протонов в одном равно числу нейтронов в другом. Например, ядра гелия ${}^3_2\text{He}$ и тяжелого водорода – трития ${}^3_1\text{T}$. Энергии связи этих ядер составляют 7,72 МэВ и 8,49 МэВ.

Разность энергий связи ядер, равная 0,77 МэВ, соответствует энергии кулоновского отталкивания двух протонов в ядре ${}^3_2\text{He}$. Полагая эту величину равной $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$, можно найти, что среднее расстояние r между протонами в ядре гелия ${}^3_2\text{He}$ равно $1,9 \cdot 10^{-15}$ м, что согласуется с величиной радиуса ядерных сил.

- 3) Эти силы не являются центральными. Их, образно говоря, нельзя представить направленными вдоль прямой, проходящей через центры взаимодействующих нуклонов. Нецентральность связана с тем фактом, что эти силы зависят от ориентации спинов взаимодействующих нуклонов. Нецентральность ядерных сил подтверждается различным характером рассеяния нейтронов молекулами орто- и параводорода. В молекуле ортоводорода спины обоих протонов параллельны друг другу, а в молекуле параводорода они антипараллельны. Опыты показали, что рассеяние нейтронов на параводороде в 30 раз превышает рассеяние на ортоводороде.
- 4) Обладают свойством насыщения: каждый нуклон в ядре взаимодействует с ограниченным числом ближайших нуклонов. Именно поэтому наблюдается линейная зависимость энергий связи ядер от их массовых чисел A . Практически полное насыщение ядерных сил достигается у α -частицы, которая является очень устойчивым образованием.

2.6.2. Механизм взаимодействия нуклонов

Согласно классической физике взаимодействие между частицами осуществляется посредством силовых полей. Так, покоящийся электрический заряд создает вокруг себя электрическое поле, которое воздействует на другой заряд с некоторой силой.

Квантовая физика не изменила такое представление, но учла квантовые свойства самого поля: всякому полю должна соответствовать определенная частица – квант поля, которая и является переносчиком взаимодействия. Одна из взаимодействующих частиц испускает квант поля, другая его поглощает. В этом и состоит механизм взаимодействия частиц. Существенно, что обмен частицами лежит в основе вообще всех взаимодействий частиц и является фундаментальным квантовым свойством природы (например, электромагнитные взаимодействия осуществляются путём обмена фотонами).

При взаимодействии нуклонов квантами поля являются π -мезоны, существование которых было предсказано Юкавой (1935 г.). По его оценке эти частицы занимали промежуточное положение по массе между электроном и нуклоном. И такие частицы были экспериментально обнаружены.

Взаимодействие между нуклонами, возникающее в результате обмена квантами массы m , приводит к появлению потенциала $U(r)$:

$$U_{\text{яд}}(r) = g_{\text{яд}} \frac{e^{-(mc/\hbar)r}}{r}, \quad (2.19)$$

где $g_{\text{яд}}$ – константа взаимодействия частиц с полем квантов, переносящих ядерное взаимодействие.

Квантовая природа подобных процессов взаимодействия заключается в том, что они могут происходить только благодаря соотношению неопределенностей. По классическим законам такие процессы идти не могут в связи с нарушением закона сохранения энергии. Ясно, что, например, покоившийся свободный нейтрон не может самопроизвольно превратиться в нейтрон $+\pi$ -мезон, суммарная масса которых больше массы нейтрона.

Квантовая теория этот запрет устраняет. Согласно ей энергия состояния системы, существующего время Δt , оказывается определенной лишь с неопределенностью ΔE , удовлетворяющей соотношению $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$. Из этого соотношения следует, что энергия системы может претерпевать отклонения ΔE , длительность которых не должна превышать величины $\Delta t \approx \hbar/\Delta E$.

В этом случае нарушение закона сохранения энергии при испускании π -мезона обнаружить нельзя.

Согласно соотношению неопределенностей энергия-время испущенный π -мезон с энергией $m_{\pi}c^2$ (а это есть величина ΔE) может существовать только конечное время, которое не больше, чем

$$\tau_{\pi} \approx \hbar/m_{\pi}c^2. \quad (2.20)$$

По истечении этого времени π -мезон поглощается испустившим его нуклоном. Расстояние, на которое π -мезон удаляется от нуклона, при этом составляет

$$l \approx c\tau_{\pi} \approx \hbar/m_{\pi}c^2, \quad (2.21)$$

что равно комптоновской длине волны π -мезона $\lambda_c = \hbar/m_{\pi}c$.

Частицы, испускание и поглощение которых происходит с кажущимся нарушением закона сохранения энергии, называют виртуальными.

Если поблизости от нуклона нет других частиц, то все испущенные нуклоном виртуальные π -мезоны поглощаются этим же нуклоном. В этом случае говорят, что одиночный нуклон всегда окружен так называемой «мезонной шубой». Это облако виртуальных π -мезонов, которые безостановочно испускаются и поглощаются нуклоном, удаляясь от него в среднем на расстояние l не более, чем комптоновская длина волны (2.21).

Когда два нуклона сближаются и их мезонные шубы начинают соприкасаться, создаются условия для обмена виртуальными мезонами – возникает ядерное взаимодействие. В этом и состоит механизм взаимодействия нуклонов. Мы видим, что радиус действия ядерных сил имеет порядок комптоновской длины волны (2.21). Из опыта известно, что этот радиус порядка 10^{-13} см, что позволяет с помощью (2.21) оценить массу π -мезона: $m_\pi \sim 270m_e$.

Зависимость радиуса действия ядерных сил от массы виртуальных частиц – переносчиков взаимодействия – это фундаментальный квантовый закон. Именно этим законом определяется дальнодействие электромагнитных сил, поскольку кванты электромагнитного поля – виртуальные фотоны являются безмассовыми частицами, которые могут иметь сколь угодно малую энергию.

Если нуклону передать энергию не меньше, чем энергия покоя π -мезона, то один или несколько виртуальных мезонов могут быть превращены в обычные π -мезоны, существующие независимо от нуклона. Это происходит, например, при столкновении нуклонов достаточно высоких энергий.

2.7. Модели ядер

К настоящему времени еще нет последовательно законченной теории ядра, которая бы единым образом объясняла все его свойства. И связано это в основном с двумя трудностями:

- 1) недостаточность наших знаний о силах взаимодействия нуклонов в ядре;
- 2) каждое атомное ядро – это квантовая система многих сильно взаимодействующих частиц; задача же многих тел в квантовой теории чрезвычайно трудна и громоздка. До сих пор не найдены способы ее решения.

Поэтому в теории атомного ядра очень важную роль играют модели, достаточно хорошо описывающие определенную совокупность ядерных свойств и допускающие сравнительно простую математическую трактовку. При этом каждая модель обладает, естественно, ограниченными возможностями и не претендует на полное описание ядра.

Ограничимся кратким рассмотрением двух моделей ядра: капельной и оболочечной.

2.7.1. Капельная модель

Эта простейшая модель была предложена М. Борном (1936). В ней атомное ядро рассматривается как капля заряженной несжимаемой жидкости с очень высокой плотностью ($\sim 10^{17}$ кг/м³). Капельная модель

позволила вывести полуэмпирическую формулу для энергии связи ядра и помогла объяснить ряд других явлений, в частности процесс деления тяжелых ядер.

Полуэмпирическая формула Вейцекера. Еще в 1911 г. Резерфорд для объяснения рассеяния α -частиц предположил, что внутри атома имеется ядро шарообразной формы размером $\sim 10^{12}$ см. Позднее в результате анализа эмпирически обнаруженной связи между временем жизни α -радиоактивных ядер и энергией испускаемых ими α -частиц удалось оценить радиус этих ядер. Оказалось, что для всех α -радиоактивных ядер

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (2.22)$$

где $r_0 = (1,4 \div 1,5) \cdot 10^{-13}$ см, A – массовое число. Предположим, что закон $R \sim A^{1/3}$ справедлив не только для α -радиоактивных ядер, но и для всех остальных ядер. Тогда масса любого ядра пропорциональна его объему ($A \sim R^3$), и, следовательно, все ядра имеют одинаковую концентрацию нуклонов:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (1,45 \cdot 10^{-13})^3 A} = \frac{3}{4 \cdot \pi \cdot (1,45 \cdot 10^{-13})^3} \approx 10^{38} \text{ нуклон/см}^3.$$

Одинаковую плотность:

$$\rho = m_N \cdot n = \frac{(1,66 \cdot 10^{-27}) \cdot A}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (1,45 \cdot 10^{-13})^3 A} = \frac{(1,66 \cdot 10^{-27})}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (1,45 \cdot 10^{-13})^3} \approx 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} = 10^{14} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$$

и одинаковое значение среднего расстояния между нуклонами $\delta = \sqrt[3]{V/A} = \sqrt[3]{V/A} : 10^{13}$ см. В последствии правильность такого предположения была доказана разнообразными методами определения радиусов атомных ядре.

То, что плотность ядерного вещества всех ядер постоянна, говорит о его несжимаемости. Это свойство сближает ядерное вещество с жидкостью. О такой аналогии свидетельствует также отмеченная ранее пропорциональность $\Delta E \sim A$, которую можно сравнить с линейной зависимостью энергии испарения жидкости от её массы.

Вытекающее из постоянства средней энергии связи $E_{\text{уд}} = \Delta E/A$ свойство насыщения ядерных сил углубляет аналогию, так как подобным свойством обладают химические силы, связывающие молекулы жидкости. Все это позволяет построить капельную модель атомного яд-

ра, по которой ядро представляет собой шарообразную каплю несжимаемой заряженной ядерной жидкости. Частицы этой жидкости взаимодействуют только с небольшим числом ближайших частиц.

Капельная модель атомного ядра помогла объяснить многие явления. С её помощью удалось получить полуэмпирическую для энергии связи и массы ядра, объяснить многие особенности деления тяжелых ядер и некоторые закономерности α -распада.

Посмотрим, каким образом при помощи капельной модели может быть получена формула, выражающая энергию связи и массу ядра через его массовое число, и заряд Z .

Выше было показано, что в первом приближении энергия связи ядра пропорциональна массовому числу A . Введем коэффициент пропорциональности α и запишем энергию связи в виде:

$$\Delta E_{\text{св}} : \alpha A$$

В такой записи предполагается, что все нуклоны ядра равноценны. На самом деле это не верно, так как поверхностные нуклоны ядерной «капли» притягиваются только с одной (внутренней) стороны. Поэтому энергия связи ядра будет меньше αA на величину, пропорциональную поверхности капли,

$$E_{\text{св}} = \alpha A - \beta A^{2/3},$$

где β – коэффициент пропорциональности.

Далее необходимо учесть кулоновское отталкивание протонов которое должно быть пропорционально Z^2 и обратно пропорционально $r \sim A^{1/3}$. Оно так же уменьшает энергию связи

$$E_{\text{св}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}},$$

где γ – коэффициент пропорциональности.

Формула должна отражать наблюдающуюся в природе тенденцию к симметрии в строение атомных ядер. Эта симметрия в явном виде выступает в легких ядрах, которые, как правило, состоят из одинакового числа протонов и нейтронов. Это означает, что ядра с $Z = A/2$ обладают наибольшей устойчивостью и, следовательно, имеют наибольшую энергию связи. Отклонение от равенства $Z = A/2$ в любую сторону ведет к уменьшению энергии связи и учитывается в формуле членом вида $\varepsilon \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2 / A$ (ε – коэффициент пропорциональности). Член $\varepsilon \left(\frac{A}{2} - Z \right)^2 / A$

полуэмпирической формулы не может быть объяснен с помощью капельной модели. Он появляется из-за того, что нейтрон и протон подчиняются принципу Паули. Как известно из атомной физики принцип Паули запрещает взаимодействие между тождественными частицами со спином $\frac{1}{2}$ в некоторых состояниях. Благодаря этому среднее взаимодействие между двумя различными нуклонами больше, чем между двумя тождественными. Это означает, что при данном A образование системы из равного числа протонов и нейтронов ($Z = N$) энергетически выгоднее, чем из разного.

С учетом эффекта симметрии формула для энергии связи выглядит следующим образом:

$$E_{\text{св}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A}. \quad (2.23)$$

Так как масса атома связана с энергией связи соотношением $E_{\text{св}} = ZM_{\text{ат}}(H^1) + (A - Z)m_n - M_{\text{ат}}(A, Z)$, то формула (2.23) позволяет производить также вычисления массы атомов:

$$M_{\text{ат}}(A, Z) = ZM_{\text{ат}}(H^1) + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \varepsilon \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A}. \quad (2.24)$$

Коэффициенты α , β , γ , ε были найдены при сопоставлении с (из сравнения измеренных значений масс атомов) энергиями связи. При этом коэффициент γ может быть найден непосредственным подсчетом электростатической энергии взаимного отталкивания Z протонов ядра.

Коэффициент ε может быть определен из соотношения, связывающего A и Z для стабильных ядер, имеющих при данном A наименьшую массу. Это соотношение получается, если продифференцировать выражение (2.24) по Z при постоянном A и приравнять производную нулю:

$\left(\frac{\partial M}{\partial Z}\right)_A = 0$. При таком дифференцировании коэффициенты α и β исключаются, и коэффициент ε выражается через A и Z стабильного ядра и γ .

Для контроля ε может быть найден по нескольким стабильным ядрам. Коэффициенты α и β находятся непосредственным сопоставлением с известными массами атомов.

В результате были найдены следующие значения коэффициентов α , β , γ и ε :

$$\alpha = 15,75 \text{ МэВ}; \beta = 17,8 \text{ МэВ}; \gamma = 0,71 \text{ МэВ};$$

$$\varepsilon = 94,8 \text{ МэВ}.$$

Формула (2.24) хорошо передает значения масс всех атомов с нечетным A . При этом достаточно точные значения масс (до второго знака после запятой) получаются не только для стабильных, но и для радиоактивных ядер. Однако для ядер с четным значением A формула (2.24) дает неправильные значения масс.

Выше уже отмечалось, что наиболее устойчивыми являются ядра с четным Z и четным $N = A - Z$. Более детальное рассмотрение этого вопроса показывает, что все ядра можно по их устойчивости разделить на три группы. В первую группу входят наиболее устойчивые четно-четные ядра; во вторую – менее устойчивые четно-нечетные и нечетно-четные ядра (с нечетным массовым числом A) и, наконец, в третью – нечетно-нечетные ядра, которые, как правило, нестабильны (известны только четыре стабильных ядра такого типа: ${}^1_1\text{H}^2$, ${}^3_3\text{Li}^6$, ${}^5_5\text{B}^{10}$ и ${}^7_7\text{N}^{14}$). В связи с этим масса атомных ядер с данным четным массовым числом $A = 2n = \text{const}$ при последовательном изменении заряда ядер Z на единицу (переводящем ядро из первой группы в третью и наоборот) меняется не плавно, а скачкообразно. Такой характер изменения массы ядер с изменением Z не предусмотрен формулой (2.24), поэтому для четно-четных ядер она дает завышенное значение массы, а для нечетно-нечетных – заниженное. Чтобы формула правильно передавала значения масс всех ядер, в нее надо внести еще одно добавочное слагаемое δ , равное:

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{при четных } A \text{ и } Z, \\ \text{при нечетном } A \text{ (} Z - \text{любое),} \\ -|\delta| & \text{при четном } A \text{ и нечетном } Z. \end{cases}$$

Сопоставление с известными значениями масс четно-четных ядер дает для δ величину: $\delta = 34A^{-3/4}$ МэВ.

Формулы с δ -членом

$$\Delta E_{\text{св}} = 15,75A - 17,8A^{2/3} - 0,71 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 94,8 \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \frac{34}{A^{3/4}} \delta, \quad (2.25 \text{ а})$$

и

$$M_{\text{яд}}(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - 5,75A + 17,8A^{2/3} + 0,71 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + 94,8 \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \frac{34}{A^{3/4}} \delta \quad (2.25 \text{ б})$$

$$\delta = \begin{cases} +1 \text{ при четных } A \text{ и } Z, \\ 0 \text{ при нечетном } A \text{ (} Z \text{ – любое)}, \\ -1 \text{ при четном } A \text{ и нечетном } Z. \end{cases}$$

дают правильные (и достаточно точные) значения энергий связи (и масс) для очень многих ядер (больше сотни) как с нечетным A , так и с четным A . Это обстоятельство делает формулу универсальной и очень ценной для анализа различных свойств ядер.

Для точного подсчета энергии связи (по формуле (2.6)) необходимо знать массу протона m_p , массу нейтрона m_n и ядра – $M_{\text{яд}}(A, Z)$, которые определяются с помощью масс-спектрометра и из анализа ядерных реакций.

Объяснить существование δ -члена в рамках развитой здесь капельной модели ядра нельзя. Его появление в формуле связано с существованием у нуклонов спинов, от взаимной ориентации которых несколько зависит интенсивность ядерного действия и, следовательно, значение энергии связи и массы.

Используя формулу (2.24) с известными коэффициентами можно легко найти условие, связывающее A и Z всех β -стабильных ядер. Действительно, формула (2.24) при постоянном A дает зависимость массы ядра от его заряда. Эта зависимость имеет параболический характер. Наиболее устойчивое ядро имеет наименьшую массу, и, следовательно, соответствующее ему Z_0 может быть найдено методом определения минимума кривой. Дифференцируя выражение (2.24) по Z при постоянном A и приравнявая производную к нулю, получим формулу

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}}, \quad (2.26)$$

позволяющую по известному A вычислять Z_0 для стабильного изобара. Сравнение этой формулы с опытом показывает, что она дает достаточно точные значения Z_0 , которые отличаются от истинных не больше чем на $\Delta Z = \pm 1$. При отклонении от этого соотношения ядро проявляет β^- или β^+ – радиоактивности.

2.7.2. Оболочечная модель

Эта модель, предложенная Гепперт-Майер и Йенсоном (1950), является более реалистичной. В данной модели считается, что каждый нуклон движется в усредненном поле остальных нуклонов ядра. В соответствии с этим имеются дискретные энергетические уровни, заполненные нуклонами с учетом принципа Паули. Эти уровни группируются

в оболочки, в каждой из которых может находиться определенное число нуклонов. Полностью заполненные оболочки образуют особо устойчивые структуры. Таковыми являются ядра, имеющие, в соответствии с опытом, число протонов, либо нейтронов (либо оба эти числа) 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Эти числа и соответствующие им ядра называют магическими.

Кроме предсказания магических чисел, эта модель позволила объяснить спины основных и возбужденных состояний ядер, а также их магнитные моменты.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

1. Определить массу нейтрального атома урана-238.

Решение: *Первый вариант:* Согласно определению относительная атомная масса элемента A показывает во сколько раз масса атома больше атомной единицы массы (1 а.е.м.):

$$A = M_{\text{ат}}(A, Z) / m_{\text{а.е.м.}}, \quad (1)$$

где $M_{\text{ат}}(A, Z)$ – масса атома, кг; $m_{\text{а.е.м.}}$ – масса одной атомной единицы массы, кг.

Подставляя необходимые значения в формулу (1) получим массу атома U^{238} .

$$M_{\text{ат}}(238, 92) = 238,051 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 395,16 \cdot 10^{-27} \text{ кг}. \quad (2)$$

Второй вариант: Найдем массу атома зная постоянную Авогадро $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$.

Число молекул (атомов) в одном моле вещества называется постоянной Авогадро $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$. Согласно определению масса атома $M(A, Z)$ связана с молярной массой μ и постоянной Авогадро N_A следующим соотношением:

$$M(A, Z) = \frac{\mu}{N_A}, \text{ кг}. \quad (3)$$

Подставляя необходимые значения в формулу (3), получим:

$$M(238, 92) = \frac{238,051 \frac{\text{Г}}{\text{МОЛЬ}}}{6,022 \cdot 10^{23} \frac{\text{МОЛЬ}}{\text{МОЛЬ}^{-1}}} = 395,302 \cdot 10^{-24} \text{ Г} = 395,302 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

Ответ: $M_{\text{ат}}(238,92) = 395,302 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$

2. Зная постоянную Авогадро $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ определить массу нейтрального атома углерода ${}_6\text{C}^{12}$ и массу m , соответствующую углеродной единице массы.

Решение: Согласно определению масса атома углерода ${}_6\text{C}^{12}$ равна:

$$M(12,6) = \frac{12,011 \frac{\text{Г}}{\text{МОЛЬ}}}{6,022 \cdot 10^{23} \text{МОЛЬ}^{-1}} = 19,945 \cdot 10^{-24} \text{Г} = 19,945 \cdot 10^{-27} \text{КГ}.$$

За одну атомную единицу массы (а.е.м) принимается 1/12 часть нейтрального атома изотопа ${}_6\text{C}^{12}$, тогда

$$m(1 \text{ а.е.м}) = 1/12 \cdot 19,945 \cdot 10^{-27} \text{КГ} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{КГ}.$$

Ответ: $M_{\text{ат}}(12,6) = 19,45 \cdot 10^{-27}$ КГ, $m(\text{а.е.м}) = 1,66 \cdot 10^{-27}$ КГ.

3. Определить, какую часть массы нейтрального атома Pu^{240} составляет масса его электронной оболочки (относительную атомную массу принять равной массовому числу).

Решение: Согласно условию задачи необходимо определить следующую величину:

$$\eta = \frac{Z \cdot m_e}{A \cdot m(1 \text{ а.е.м.})} \quad (1)$$

где Z – число протонов в атоме; m_e – масса электрона; A – массовое число в атоме. Подставляя необходимые значения в формулу (1), получим:

$$\eta = \frac{94 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31} \text{КГ}}{240 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{КГ}} = 0,021 \cdot 10^{-6}.$$

Ответ: $\eta = 0,021 \cdot 10^{-6}$.

4. Бор представляет собой смесь двух изотопов с относительными атомными массами 10,013 и 11,009. Сколько % каждого из этих изотопов содержится в естественном боре? Относительная атомная масса элемента бора равна 10,811.

Решение: Согласно определению, относительная атомная масса смеси определяется соотношением:

$$A_{r1} \cdot \omega_1 + A_{r2} \cdot \omega_2 + \dots = A_r. \quad (1)$$

Используя соотношение (1) и то, что $\omega_1 + \omega_2 = 1$ получим следующую систему из двух уравнений:

$$\begin{cases} A_{r_1} \cdot \omega_1 + A_{r_2} \cdot \omega_2 = A_r \\ \omega_1 + \omega_2 = 1 \end{cases}$$

Из решения данной системы следует, что

$$\omega_1=79,8 \%; \omega_2=20,2 \%$$

Ответ: $\omega_1=79,8 \%; \omega_2=20,2 \%$

5. Оценить плотность ядерного вещества и концентрацию нуклонов в ядре.

Решение: Согласно определению, плотность любого вещества равна:

$$\rho = \frac{m}{V}, \quad (1)$$

где m – масса вещества, кг; V – объем занимаемые веществом, м^3 .

На основании формулы (1) плотность ядерного вещества равна

$\rho_{\text{яд}} = \frac{m_{\text{яд}}}{V_{\text{яд}}}$, где $m_{\text{яд}}$ – масса ядра, кг; $V_{\text{яд}}$ – объем ядра, м^3 . Массу ядра

можно найти следующим образом:

$$m_{\text{яд}} = N \cdot m_n + Z \cdot m_p. \quad (2)$$

Так как $m_n \approx m_p \approx 1,66 \cdot 10^{-27}$ кг, а $Z + N = A$, получим

$$m_{\text{яд}} = 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot A, \text{ кг}. \quad (3)$$

Согласно капельной модели, ядро представляет собой сферическую несжимаемую ядерную жидкость. Радиус ядра, согласно капельной модели, равен:

$$R = r_0 \cdot A^{1/3}, \quad (4)$$

где $r_0 = (1,45 \div 1,5) \cdot 10^{-13}$ см; A – массовое число элемента.

Объем ядра будет равен:

$$V_{\text{яд}} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_{\text{яд}}^3. \quad (5)$$

Подставляя (4) в (5) получим выражение для расчета объема ядра:

$$V_{\text{яд}} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (1,45 \cdot 10^{-13})^3 A. \quad (6)$$

Подставляя (3) и (6) в (1), получим выражение для расчета плотности ядерного вещества:

$$\rho = m_0 \cdot n = \frac{(1,66 \cdot 10^{-27}) \cdot A}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (1,45 \cdot 10^{-13})^3 A} = \frac{(1,66 \cdot 10^{-27})}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (1,45 \cdot 10^{-13})^3} \approx 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}. \quad (7)$$

Из выражения (7) определяем концентрацию нуклонов в ядре:

$$n = \frac{A}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot (1,45 \cdot 10^{-13})^3 A} = \frac{3}{4 \cdot \pi \cdot (1,45 \cdot 10^{-13})^3} \approx 10^{38} \text{ нуклон/см}^3.$$

Из последних двух формул следует, что все ядра имеют одинаковую плотность и концентрацию. То, что плотность ядерного вещества всех ядер постоянна, говорит о несжимаемости ядерной жидкости.

Ответ: $\rho \approx 10^{17} \text{ кг/м}^3$, $n \approx 10^{38} \text{ нуклон/см}^3$.

6. Какая энергия соответствует 1 грамму вещества (ответ дать в Дж, МВт·час, МэВ)?

Решение: Согласно соотношению Эйнштейна, каждому значению массы в кг соответствует определенное количество энергии в Дж.

$$E = mc^2. \quad (1)$$

Подставляя в формулу (1) значение массы, получим:

$$E = 10^{-3} (3 \cdot 10^8)^2 = 9 \cdot 10^{13} \text{ Дж.}$$

Т. к. $1 \text{ МэВ} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$, тогда $E = 9 \cdot 10^{13} \text{ Дж} = 5,6 \cdot 10^{26} \text{ МэВ} = 25000 \text{ МВт·час}$.

Ответ: $E = 9 \cdot 10^{13} \text{ Дж} = 5,6 \cdot 10^{26} \text{ МэВ} = 25000 \text{ МВт·час}$.

7. Ядро ${}_{92}\text{U}^{235}$ захватило тепловой нейтрон. В результате деления составного ядра образовалось 3 нейтрона и два радиоактивных осколка, которые превратились в стабильные ядра Y^{89} и неодима Nd^{144} . Сколько энергии выделится при делении ядра ${}_{92}\text{U}^{235}$ тепловыми нейтронами? (Ответ дать в МэВ.)

Решение: Ядерная реакция имеет вид



Из определения энергии связи и соотношения Эйнштейна, следует:

$$E = 931,5 \cdot \Delta m, \text{ МэВ.} \quad (2)$$

где Δm – разность масс выражена в а.е.м.

$$E=931,5[(235,11704 + 1,00866) - (88,93712 + 143,95607 + 3 \cdot 1,00866)] = 192 \text{ МэВ.}$$

Ответ: $E=192 \text{ МэВ.}$

8. Определить энергию, которая выделится при делении 1 кг U^{235} . Какое количество нефти необходимо сжечь, для получения такого же количества тепла? Теплотворная способность нефти равна $q=42 \text{ кДж/г.}$ (Ответ дать в кДж, МВт·сут).

Решение: Из предыдущей задачи известно, что при делении одного ядра (атома) U^{235} выделяется порядка 200 МэВ. Определим сколько ядер содержится в 1 кг урана:

$$N_{\text{яд}} = \frac{M}{m_{\text{яд}}} \approx \frac{M}{N \cdot m_n + Z \cdot m_p} \approx \frac{M}{1,66 \cdot 10^{-27} \cdot A}. \quad (1)$$

При подстановки в (1) числовые значения, получим:

$$N_{\text{яд}} = \frac{1 \text{ кг}}{1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 235 \text{ кг}} = 2,56 \cdot 10^{24} \text{ ядер.}$$

Энергия, которая выделится при делении одного ядра, равна: $E_f \approx 200 \text{ МэВ} \approx 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ Дж} \approx 4,9 \cdot 10^{-11} \text{ кВт} \cdot \text{час.}$ Тогда при делении 1 кг выделится следующее количество энергии

$$E = E_f \cdot N_{\text{яд}} = 0,8 \cdot 10^{11} \text{ кДж} = 960 \text{ МВт} \cdot \text{сут.}$$

Согласно определению теплотворная способность равна:

$$q = Q/m, \text{ кДж/г.} \quad (2)$$

Из (2) находим эквивалентное количество нефти:

$$m = \frac{Q}{q} = \frac{0,8 \cdot 10^{11} \text{ кДж}}{42 \frac{\text{кДж}}{\text{г}}} \approx 0,01905 \cdot 10^{11} \text{ г} = 1,9 \text{ ктонн.}$$

Ответ: $E=0,8 \cdot 10^{11} \text{ кДж}=960 \text{ МВт} \cdot \text{сут, } m(\text{нефти}) \approx 1,9 \text{ ктонн.}$

9. Сколько энергии выделится при синтезе ядра ${}^4_2\text{He}$ из свободных нуклонов? Чему равна удельная энергия связи нуклонов ядра ${}^4_2\text{He}$? (Ответ дать в МэВ).

Решение: Из определения энергии связи и из соотношения Эйнштейна, следует:

$$E_{\text{св}} = 931,5 \cdot \Delta m, \text{ МэВ,} \quad (1)$$

где $\Delta m = (2m_n + 2m_p) - m({}^4_2\text{He}) = 0,02926 \text{ а.е.м.}$

Подставляя численные значения в формулу (1), получим:

$$E_{\text{св}} = 931,5 \cdot 0,0256 = 23,8 \text{ МэВ.}$$

Согласно определению энергия связи, отнесенная к массовому числу A называется удельной энергией связи нуклонов в ядре:

$$E_{\text{уд}} = \Delta E/A = \Delta M c^2/A. \quad (2)$$

Полученное значение для $E_{\text{св}}$ подставляем в формулу (2), получим:
 $E_{\text{уд}} = 23,8 \text{ МэВ}/4 = 6 \text{ МэВ.}$

Ответ: $E_{\text{уд}} = 6 \text{ МэВ.}$

10. Определить во сколько раз магнетон Бора (единица магнитного момента электрона) больше ядерного магнетона (единица магнитного момента ядра).

Решение: Согласно определению магнетон Бора и ядерный магнетон определяются по соотношениям:

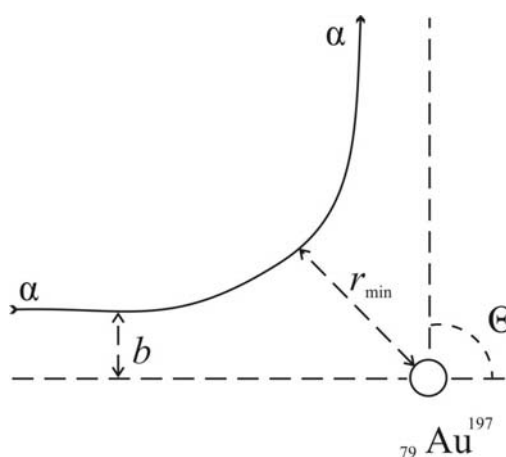
$$\mu_{\text{Б}} = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad \text{и} \quad \mu_{\text{яд}} = \frac{e\hbar}{2m_p}.$$

тогда
$$\frac{\mu_{\text{Б}}}{\mu_{\text{яд}}} = \frac{m_p}{m_e} = 1835.$$

Ответ: $\frac{\mu_{\text{Б}}}{\mu_{\text{яд}}} = 1835.$

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ

1. Альфа-частицы с кинетической энергией $T_{\alpha} = 6,5 \text{ МэВ}$ испытывают Резерфордское рассеяние на ядре золота ${}_{79}\text{Au}^{197}$. Определить: 1) параметр столкновения b для альфа-частиц, наблюдаемых под углом $\theta = 90^\circ$; 2) минимальное расстояние r_{min} сближения альфа-частиц с ядром; 3) кинетическую (T'_{α}) и 4) потенциальную (E'_{α}) энергии альфа-частиц в этой точке.



Ответ: $b = 18 \text{ ФМ}, r_{\text{min}} = 42 \text{ ФМ},$
 $T'_{\alpha} = 1,1 \text{ МэВ}, E'_{\alpha} = 5,4 \text{ МэВ.}$

2. Протон с кинетической энергией $T_H = 2$ МэВ налетает на неподвижное ядро ^{197}Au . Определить дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma/d\Omega$ на угол $\theta = 60^\circ$. Как изменится величина дифференциального сечения рассеяния, если в качестве рассеивающего ядра выбрать Al^{27} ?

Ответ: При одинаковых условиях сечение рассеяния на золоте будет в 37 раз больше, чем на алюминии.

3. Сравнив экспериментально измеренное значение магнитного момента дейтрона $\mu = 0.86\mu_N$ с магнитным моментом системы нейтрон-протон в состоянии с $j = 1$ и относительным орбитальным моментом $L = 0$ (S_1 – состояние), оценить вклад компоненты с $j = 1$ и $L = 2$ (D_1 – состояние) в волновую функцию дейтрона.

Ответ: Вклад состояния с $L = 2$ в волновую функцию дейтрона составляет 2,6 %.

4. Золотая пластинка толщиной $l = 1$ мкм облучается пучком α -частиц с плотностью потока $j = 10^5$ частиц/(см²·с). Кинетическая энергия α -частиц $T_\alpha = 5$ МэВ. Сколько α -частиц n на единицу телесного угла падает в секунду на детектор, расположенный под углом $\theta = 170^\circ$ к оси пучка? Площадь пятна пучка на мишени $S = 1$ см².

Ответ: $n = 0,71\text{с}^{-1}$.

5. Рассчитать дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ упругого рассеяния протонов на ядрах золота Au^{197} под углом 15° , если известно, что за сеанс облучения мишени толщиной $d = 7$ мг/см² протонами с суммарным зарядом $Q = 1$ нКл на детектор площадью $S = 0.5$ см², расположенный на расстоянии $l = 30$ см от мишени, попало $\Delta N = 1.97 \cdot 10^5$ упруго рассеянных протонов.

Ответ: $d\sigma/d\Omega = 3,1 \cdot 10^3$ барн/ср.

6. При упругом рассеянии электронов с энергией $T_e = 750$ МэВ на ядрах Ca^{40} в сечении наблюдается дифракционный минимум под углом $\theta_{\min} = 18^\circ$. Оценить радиус ядра Ca^{40} .

Ответ: $R_{\text{яд}} = 3,2$ Фм.

7. Эмпирическая зависимость радиуса ядра R от числа нуклонов A ($A > 10$) $R \approx r_0 A^{1/3}$. Параметр $r_0 \approx 1,23 \cdot 10^{-13}$ см = 1.23 Фм прибли-

зительно одинаков для всех ядер. Оценить радиусы атомных ядер Al^{27} , Zr^{90} , U^{238} .

Ответ: $R_{\text{яд}}(\text{Al}^{27}) = 3,7 \text{ ФМ}$, $R_{\text{яд}}(\text{Zr}^{90}) = 5,5 \text{ ФМ}$, $R_{\text{яд}}(\text{U}^{238}) = 7,6 \text{ ФМ}$.

8. Внешний наблюдаемый квадрупольный момент ядра Rb^{85} $Q = 0,7 \text{ бн}$. Определить собственный квадрупольный момент ядра Q_0 , если спин ядра Rb^{85} равен $J = 5/2$.

Ответ: $Q_0 = 1,96 \text{ бн}$.

9. Массы нейтрона и протона в энергетических единицах равны соответственно $m_n = 939,6 \text{ МэВ}$ и $m_p = 938,3 \text{ МэВ}$. Определить массу ядра H^2 в энергетических единицах, если энергия связи дейтрона $E_{\text{св}}(2,1) = 2,2 \text{ МэВ}$.

Ответ: $m_d = 1875,7 \text{ МэВ}$.

10. Масса нейтрального атома O^{16} $m_{\text{ат}} = 15,9949 \text{ а.е.м.}$ Определить удельную энергию связи ядра O^{16} .

Ответ: $\varepsilon_{\text{св}} = 7,5 \text{ МэВ/нуклон}$.

11. Массы нейтральных атомов в а.е.м.: $\text{O}^{16} - 15,9949$, $\text{O}^{15} - 15,0030$, $\text{N}^{15} - 15,0001$. Чему равны энергии отделения нейтрона и протона в ядре O^{16} ?

Ответ: $\varepsilon_n = \varepsilon_H = 15,6 \text{ МэВ/нуклон}$.

12. С помощью формулы Вайцзеккера рассчитать энергии отделения нейтронов в четно-четных изотопах Ca^{38} , Ca^{40} , Ca^{48} .

Ответ: $\varepsilon_n(38,20) = 18,4 \text{ МэВ}$, $\varepsilon_n(40,20) = 15,7 \text{ МэВ}$, $\varepsilon_n(48,20) = 8,1 \text{ МэВ}$.

13. Известно, что внутренний электрический квадрупольный момент Q_0 ядра Lu^{175} равен $+5,9 \text{ ФМ}^2$. Какую форму имеет это ядро? Чему равен параметр деформации β этого ядра?

Ответ: Ядро представляет собой эллипсоид, вытянутый вдоль оси симметрии Z , $\beta = 0,002$.

14. Рассчитать расстояние между уровнями $1s$, $2s$ и $3s$ ядра Zr^{90} для прямоугольной потенциальной ямы бесконечной глубины и ямы гармонического осциллятора.

Ответ: $\Delta E_{1s \rightarrow 2s} = \Delta E_{2s \rightarrow 3s} = 2\hbar\omega$.

15. Определить значения изоспинов I основных состояний ядер изотопов углерода C^{10} , C^{11} , C^{12} , C^{13} , C^{14} .

Ответ: для $C^{10} - I = (6 - 4)/2 = 1$, для $C^{11} - I = (6 - 5)/2 = 1/2$, для $^{12}C - I = (6 - 6)/2 = 0$, для $^{13}C - I = (7 - 6)/2 = 1/2$, для $^{14}C - I = (8 - 6)/2 = 1$.

16. Какую информацию о свойствах атомных ядер можно извлечь из экспериментов по кулоновскому возбуждению ядер?
17. До открытия нейтрона считали, что ядро состоит из A протонов и $(A - Z)$ электронов. Какие факты опровергают эту гипотезу?
18. Почему гигантский дипольный резонанс в сильно деформированных ядрах расщепляется на два максимума?
19. Показать, используя законы сохранения энергии и импульса, не возможность поглощения γ -кванта свободным электроном.
20. Предложите эксперименты, из которых можно было бы сделать вывод, является ли мюон тем переносчиком ядерного взаимодействия, который был предложен Юкавой.
21. Предложите эксперимент, в котором можно определить величину электрического заряда нейтрона.
22. Как определить спин и энергию связи дейтрона?
23. Что такое античастицы и чем они отличаются от частиц?
24. Перечислите основные характеристики частиц и античастиц.
25. Предложите эксперимент по наблюдению ядер антигелия.
26. Что такое зарядовая четность?
27. Почему невозможна однофотонная e^-e^+ -аннигиляция?
28. Какие существуют методы измерения масс атомных ядер?
29. Как можно экспериментально определить магические числа?
30. Почему фундаментальными частицами вещества являются фермионы, в то время как фундаментальными переносчиками взаимодействия – бозоны?
31. Каков механизм взаимодействия нуклонов?
32. Причины различия в энергии связи разных ядер?
33. Чем определяются границы области существования атомных ядер?
34. Какая из существующих на сегодняшний день моделей является наиболее реалистичной?
35. Какая физическая модель лежит в основе формулы Вейцекера?
36. Что такое энергия симметрии ядра?
37. Как зависит удельная энергия связи ядра от массового числа A ?
38. Почему удельная энергия связи ядра уменьшается в случае легких ядер?

39. В какой области массовых чисел A возможно спонтанное деление атомных ядер?
40. Для каких ядер деление является энергетически выгодным? Чем объяснить тот факт, что большинство из них устойчиво к самопроизвольному делению?

ГЛАВА 3. РАДИОАКТИВНОСТЬ

В настоящее время известно много процессов, происходящих самопроизвольно, спонтанно. Эти процессы называются радиоактивными, так как они протекают по законам радиоактивного распада. К числу радиоактивных процессов относятся: 1) α -распад; 2) β -распад (включая K -захват); 3) γ -излучение; 4) спонтанное деление тяжелых ядер; 4) 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).

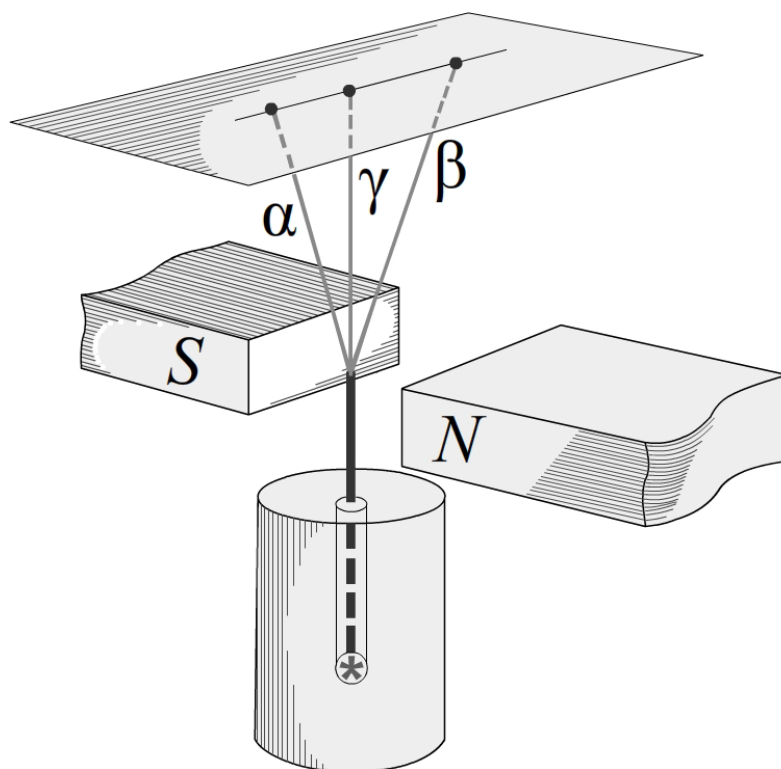


Рис. 3.1. Отклонение радиоактивного излучения в магнитном поле

В связи с этим испускание нейтрона (протона) запаздывает на время, характеризующее предшествующий β^\pm -распад (хотя сам процесс испускания нуклона образовавшимся после β -распад возбужденным ядром происходит практически мгновенно).

У ядер с большим недостатком нейтронов может существовать протонная и даже дупротонная радиоактивность, однако эти процессы

пока не обнаружены из-за очень больших экспериментальных трудностей, связанных с сильным фоном конкурирующих α - и β -распадов.

Впервые радиоактивное излучение было проанализировано при помощи опытов по отклонению его в электрическом и магнитном полях и по поглощению в веществе (см. рис. 3.1). В результате этих опытов было установлено, что радиоактивные вещества испускают три вида лучей:

1. α -лучи – тяжелые положительно заряженные частицы, движущиеся со скоростью около 10^9 см/с и поглощаемые несколькими микронами алюминия. Впоследствии методом спектрального анализа было показано, что этими частицами являются ядра гелия (${}^4_2\text{He}$).

2. β -лучи – легкие отрицательно заряженные частицы, движущиеся со скоростью, близкой к скорости света и поглощаемые слоем алюминия толщиной в среднем 1 мм. Этими частицами оказались электроны.

3. γ -лучи – сильно проникающее излучение, не отклоняющееся ни в электрическом, ни в магнитном полях. Природа γ -лучей – жесткое электромагнитное излучение, имеющее еще более короткую длину волны, чем рентгеновские лучи.

Детальное изучение радиоактивности привело Резерфорда в 1902 г. к открытию одного из изотопов радиоактивного газа радона (Rn), относящегося к группе благородных газов. Радон возникает в результате α -распада радия. Радон замечателен тем, что его активность $A(t)$ заметно убывает со временем t . Через время $T = 3,8$ дня она уменьшалась вдвое $A(T) = A_0/2$. Еще через время T снова вдвое и всего в четыре раза: $A(2T) = A_0/2^2$ и т. д., так что через время t первоначальная активность A_0 становилась равной:

$$A(t) = \frac{A_0}{2^{\frac{t}{T}}}. \quad (3.1)$$

Это явление интерпретировалось как уменьшение первоначального числа радиоактивных атомов N_0 по аналогичному закону:

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{\frac{t}{T}}}. \quad (3.2)$$

Время T , за которое первоначальное количество N_0 радиоактивных атомов уменьшается в два раза, было названо периодом полураспада.

Широкое исследование радиоактивных элементов показало, что величина T неодинакова для разных элементов, но всегда одна и та же для данного изотопа.

Диапазон изменения T очень велик. В настоящее время известны α -радиоактивные вещества с периодами полураспада от $3 \cdot 10^{-7}$ с (${}^{212}_{84}\text{Po}$)

до $5 \cdot 10^{15}$ лет (${}_{60}\text{Nd}^{144}$). Непосредственно измерить убывание радиоактивности со временем можно только для таких веществ, которые имеют удобный период полураспада. Без особых трудностей можно, например, измерять периоды полураспада от нескольких секунд до нескольких часов и даже дней. В этом случае при помощи ионизационной камеры или счетчика измеряется активность препарата в разные моменты времени и строится кривая типа изображенной на рис. 3.2. Если измерения проводились достаточно долго (несколько периодов), то кривая позволяет определить период полураспада T с большой точностью. Если периоды полураспада $T \leq 1$ с, то для их измерения требуются специальные методы, позволяющие за очень короткое время произвести несколько определений активности препарата. Можно, например, укрепить препарат на вращающемся диске или бесконечной ленте, рядом с которой расположен один или несколько счетчиков α -частиц. Тогда каждый раз, когда препарат проходит мимо счетчика, последний регистрирует активность. Зная скорость вращения диска или ленты, можно определить моменты времени, в которые производится измерение. Подобные (или сходные) методы используются, например, для определения коротких (секундных) периодов полураспада у вновь открываемых изотопов трансурановых элементов. Для определения еще более коротких периодов диск или ленту можно заменить специальной радиосхемой, включающей через определенные промежутки времени Δt счетчик, который будет регистрировать постепенно убывающую активность.

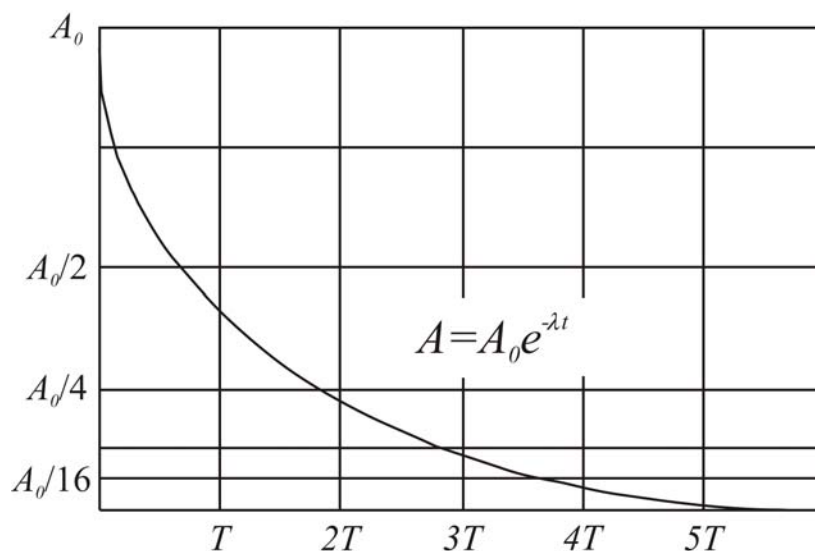


Рис. 3.2. Изменение активности радиоактивного препарата

Большие периоды полураспадов (несколько дней и больше) измерить непосредственно очень трудно, а очень большие – невозможно, потому

что точное определение периода должно длиться время, равное нескольким периодам. В этом случае период полураспада может быть определен методом абсолютного счета частиц, испускаемых известным количеством исследуемого препарата или при помощи векового уравнения.

3.1. Радиоактивные семейства

Систематическое изучение радиоактивных элементов, встречающихся в природе, показало, что все они могут быть расположены в виде трех последовательных цепочек, называемых радиоактивными семействами или рядами.

Первое семейство называется семейством урана. Оно начинается с α -активного изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{238}$, который с периодом полураспада $4.5 \cdot 10^9$ лет превращается в ${}_{90}\text{Th}^{234}$. В свою очередь ${}_{90}\text{Th}^{234}$ является α -радиоактивным изотопом и с периодом 24 дня превращается в β -радиоактивный протактиний ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ и т. д. Среди других ядер семейства урана содержит радий ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ и радиоактивный газ – радон (изотоп ${}_{86}\text{Rn}^{222}$) и заканчивается стабильным изотопом свинца ${}_{82}\text{Pb}^{206}$.

Второе семейство – семейство актиноурана начинается с другого α -активного изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$, который с периодом полураспада примерно $7 \cdot 10^8$ лет превращается в ${}_{90}\text{Th}^{231}$, испускающий β -частицы и превращающийся в ${}_{91}\text{Pa}^{231}$. Этот изотоп в отличие от ${}_{91}\text{Pa}^{234}$, является α -радиоактивным и превращается в актиний ${}_{89}\text{Ac}^{227}$ и т. д. Семейство актиноурана, как и семейство урана, содержит радиоактивный газ – радон (изотоп ${}_{86}\text{Rn}^{219}$) и заканчивается вторым стабильным изотопом свинца ${}_{82}\text{Pb}^{207}$.

Наконец, третье семейство – семейство тория начинается с α -радиоактивного изотопа тория ${}_{90}\text{Th}^{232}$, имеющего период полураспада $1,4 \cdot 10^{10}$ лет и превращающегося в β -радиоактивный изотоп радия ${}_{88}\text{Ra}^{228}$ и т. д. Это семейство также содержит в своем составе радиоактивный газ – радон (изотоп ${}_{86}\text{Rn}^{220}$) и заканчивается третьим стабильным изотопом свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ (что указывает на особую устойчивость ядер свинца, содержащих магическое число протонов – 82).

Из приведенных участков цепочек видно, что массовые числа элементов в пределах каждого радиоактивного семейства или не меняются совсем, или изменяются на четыре единицы. При этом в первом случае заряд следующего элемента повышается на единицу, а во втором – понижается на две единицы.

Эта закономерность, названная правилами смещения, очевидно, объясняется тем, что радиоактивное превращение сопровождается либо испусканием β -частицы (электрона), в результате чего заряд ядра повышается на единицу, а массовое число остается неизменным, либо испусканием α -частицы, уносящей четыре массовые единицы и двойной

заряд. Правила смещения помогли правильно идентифицировать члены радиоактивных семейств, а в настоящее время используются при изучении трансурановых элементов.

Из правил смещения вытекает, что массовые числа членов всех трех семейств описываются следующей формулой:

$$A = 4n + C, \quad (3.3)$$

где n – целое число, $C = 2$ для семейства урана ($n > 50$), $C = 3$ для семейства актиноурана ($n > 50$), $C = 0$ для семейства тория ($n > 51$). Обращает на себя внимание отсутствие четвертого семейства при $C = 1$, существование которого в принципе можно ожидать.

Далее будет показано, что такое семейство действительно существует, но оно состоит из изотопов, не встречающихся в природе. Четвертое семейство было открыто только после того, как научились искусственно получать изотопы различных элементов.

3.2. Законы радиоактивного распада

В настоящее время известно, что радиоактивность является свойством атомного ядра, точнее его состояния. Повлиять на ход процесса радиоактивного распада, не изменив состояния атомного ядра, нельзя.

Радиоактивность заключается в самопроизвольном (спонтанном) распаде ядер с испусканием одной или нескольких частиц. Такие ядра и соответствующие им нуклиды называют радиоактивными (в отличие от стабильных ядер). Радиоактивное ядро называют материнским, а ядра, образующиеся в результате распада, дочерними.

Необходимое условие радиоактивного распада заключается в том, что масса исходного ядра должна превышать сумму масс продуктов распада. Поэтому каждый радиоактивный распад происходит с выделением энергии.

Радиоактивность подразделяют на естественную и искусственную. Первая относится к радиоактивным ядрам, существующим в природных условиях, вторая – к ядрам, полученным посредством ядерных реакций в лабораторных условиях. Принципиально они не отличаются друг от друга.

К основным типам радиоактивности относятся α -, β - и γ -распады. Прежде чем характеризовать их более подробно, рассмотрим общий для всех видов радиоактивности закон протекания этих процессов во времени.

Одинаковые ядра претерпевают распад за различные времена, предсказать которые заранее нельзя. Поэтому можно считать, что число ядер, распадающихся за малый промежуток времени dt , пропорционально как числу N имеющихся ядер в этот момент, так и dt :

$$-dN = \lambda N dt, \quad (3.4)$$

где dN – убыль числа ядер за время dt (это и есть число распавшихся ядер за промежуток dt), λ – постоянная распада, величина, характерная для каждого радиоактивного препарата.

Интегрирование уравнения (3.4) дает

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

где N_0 , $N(t)$ – начальное и текущее значение количества радиоактивного нуклида; λ – постоянная распада, представляющая собой вероятность распада в единицу времени. Соотношение (3.5) называют основным законом радиоактивного распада. Как видно, число N еще не распавшихся ядер убывает со временем экспоненциально.

Интенсивность радиоактивного распада характеризуют числом ядер, распадающихся в единицу времени. Из (3.4) видно, что эта величина $|dN/dt| = \lambda N$. Ее называют активностью A . Таким образом, активность

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N. \quad (3.6)$$

Ее измеряют в беккерелях (Бк), 1 Бк = 1 распад/с; а также в кюри (Ки), 1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Активность в расчете на единицу массы радиоактивного препарата называют удельной активностью.

Вернемся к формуле (3.5). Наряду с постоянной λ и активностью A процесс радиоактивного распада характеризуют еще двумя величинами: периодом полураспада $T_{1/2}$ и средним временем жизни τ ядра.

Период полураспада $T_{1/2}$ – время, за которое исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшится в двое:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot T_{1/2}) \quad (3.7)$$

откуда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (3.8)$$

Среднее время жизни τ определим следующим образом. Число ядер $\delta N(t)$, испытавших распад за промежуток времени $(t, t + dt)$, определяется правой частью выражения (3.4): $\delta N(t) = \lambda N dt$. Время жизни каждого из этих ядер равно t . Значит сумма времен жизни всех N_0 имевшихся первоначально ядер определяется интегрированием выражения $t \delta N(t)$ по

времени от 0 до ∞ . Разделив сумму времен жизни всех N_0 ядер на N_0 , мы и найдем среднее время жизни τ рассматриваемого ядра:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \delta N(t) = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N(t) dt. \quad (3.9)$$

Остается подставить сюда выражение (3.5) для $N(t)$ и выполнить интегрирование по частям, после чего мы получим:

$$\tau = 1/\lambda. \quad (3.9.1)$$

Заметим, что τ равно, как следует из (3.5) промежутку времени, за которое первоначальное количество ядер уменьшается в e раз.

Сравнивая (3.8) и (3.9.1), видим, что период полураспада $T_{1/2}$ и среднее время жизни τ имеют один и тот же порядок и связаны между собой соотношением

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0,693 \cdot \tau. \quad (3.10)$$

Сложный радиоактивный распад. Сложный радиоактивный распад может протекать в двух случаях:

1) В первом случае исследуемый препарат содержит несколько сортов радиоактивных ядер. Пусть исследуемый препарат содержит два сорта радиоактивных ядер с постоянными распада λ_1 и λ_2 . В этом случае общее число радиоактивных ядер будет изменяться со временем по закону:

$$N = N_1 \exp(-\lambda_1 t) + N_2 \exp(-\lambda_2 t), \quad (3.11)$$

где N_1, N_2 – количества ядер соответствующего сорта при $t = 0$.

2) Во втором случае происходит последовательные распады одного и того же ядра. Часто бывает что ядро, получившееся в результате радиоактивного распада, само оказывается радиоактивным, так что происходит последовательный распад исходного ядра 1 в ядро 2, а ядро 2 в ядро 3:

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3.$$

В этом случае изменение числа N_1 ядер 1 и числа N_2 ядер 2 определяется системой уравнений:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1, \quad \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2. \quad (3.12)$$

Физический смысл этих уравнений состоит в том, что количество ядер 1 убывает за счет их распада, а количество ядер 2 пополняется за счет распада ядер 1 и убывает за счет своего распада. Например,

в начальный момент времени $t = 0$ имеется N_{01} ядер и N_{02} ядер 2. С такими начальными условиями решение системы имеет вид:

$$\begin{cases} N_1(t) = N_{01} \exp(-\lambda_1 t); \\ N_2(t) = N_{02} \exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)]. \end{cases} \quad (3.13)$$

Система (3.13) значительно упрощается, если $T_1 \gg T_2$ ($\lambda_1 \ll \lambda_2$), и рассматриваются времена $t \ll T_1$. В этом случае:

$$\begin{cases} N_1(t) \approx N_{01} \\ N_2(t) \approx N_{02} \exp(-\lambda_2 t) + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{01} [1 - \exp(-\lambda_2 t)]. \end{cases} \quad (3.13.1)$$

Если при этом $N_{20} = 0$, то

$$N_2(t) \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{01} [1 - \exp(-\lambda_2 t)]. \quad (3.13.2)$$

Для оценки значения $N_2(t)$ можно использовать графический метод (см. рис. 3.3) построения кривых $e^{-\lambda t}$ и $(1 - e^{-\lambda t})$. При этом ввиду особых свойств функции $e^{-\lambda t}$ очень удобно ординаты кривой строить для значений t , соответствующих $T, 2T, \dots$ и т. д. (см. табл. 3.1). Соотношение (3.13.2) и рис. 3.3 показывают, что количество радиоактивного дочернего вещества возрастает с течением времени и при $t \gg T_2$ ($\lambda_2 t \gg 1$) приближается к своему предельному значению:

$$\lim N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} = \text{const.} \quad (3.14)$$

Таблица 3.1

t	$e^{-\lambda t}$	$1 - e^{-\lambda t}$
0	1	0
$1T$	$1/2 = 0,5$	0,5
$2T$	$1/2^2 = 0,25$	0,75
$3T$	$1/2^3 = 0,125$	0,875
.....
$10T$	$1/2^{10} \approx 0,001$	$\sim 0,999$

Из табл. 3.1 видно, что при $t > 10T$ равенство (3.14) выполняется уже с точностью около 0,1 %. Обычно оно записывается в форме:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \quad (3.15)$$

и носит название векового, или секулярного равновесия. Физический смысл векового уравнения очевиден.

Так как, согласно уравнению (3.4), λN равно числу распадов в единицу времени, то соотношение $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$ означает, что число распадов дочернего вещества $\lambda_2 N_2$ равно числу распадов материнского вещества, т. е. числу образующихся при этом ядер дочернего вещества $\lambda_1 N_1$. Вековое уравнение широко используется для определения периодов полураспада долгоживущих радиоактивных веществ.

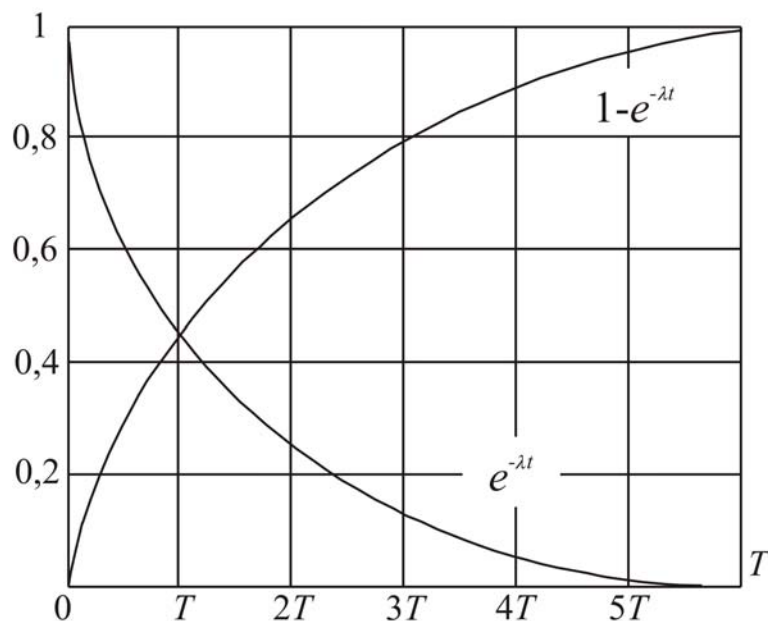


Рис. 3.3. Сложный радиоактивный распад

Этим уравнением можно пользоваться при сравнении двух взаимно превращающихся веществ, из которых второе имеет много меньший период полураспада, чем первое ($T_2 \ll T_1$) при условии, что это сравнение производится в момент времени $t \gg T_2$ ($T_2 \ll t \ll T_1$). Примером последовательного распада двух радиоактивных веществ является превращение радия Ra в радон Rn. Известно, что ${}_{88}\text{Ra}^{226}$, испуская с периодом полураспада $T_1 \gg 1600$ лет α -частицы, превращается в радиоактивный газ радон (${}_{88}\text{Rn}^{222}$), который сам является радиоактивным и испускает α -частицы с периодом полураспада $T_2 \approx 3.8$ дня. В этом примере как раз $T_1 \gg T_2$, так что для моментов времени $t \ll T_1$ решение уравнений (3.12) может быть записано в форме (3.13.2).

Для дальнейшего упрощения надо, чтобы начальное количество ядер Rn было равно нулю ($N_{20} = 0$ при $t = 0$). Это достигается специальной постановкой опыта, в котором изучается процесс превращения Ra в Rn. В этом опыте препарат Ra помещается в стеклянную колбочку с трубкой,

соединенной с насосом. Во время работы насоса выделяющийся газообразный Rn сразу же откачивается, и концентрация его в колбочке равна нулю. Если в некоторый момент при работающем насосе изолировать колбочку от насоса, то с этого момента, который можно принять за $t = 0$, количество ядер Rn в колбочке начнет возрастать по закону (3.13.2):

$$N_{\text{Rn}}(t) \approx \frac{\lambda_{\text{Ra}}}{\lambda_{\text{Rn}}} N_{\text{Ra}} [1 - \exp(-\lambda_{\text{Rn}} t)]. \quad (3.16)$$

Выбирая $T_{\text{Rn}} \ll t \ll T_{\text{Ra}}$ получим условие векового равновесия:

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

или

$$\frac{N_{\text{Ra}}}{T_{\text{Ra}}} = \frac{N_{\text{Rn}}}{T_{\text{Rn}}}. \quad (3.17)$$

Это условие означает, что с некоторого достаточно большого t ($t \gg T_{\text{Rn}}$) количество распадающихся ядер Rn равно количеству ядер Rn, возникающих при распаде Ra. Например, при $t > 40$ дней ($t > 10T_{\text{Rn}}$) соотношение (3.17) выполняется с точностью 0,1 %.

Три величины из четырех, входящих в равенство (3.17) могут быть измерены непосредственно: N_{Ra} и N_{Rn} – точным взвешиванием, а λ_{Rn} – по определению периода полураспада Rn, который имеет удобное для измерений значение 3,8 дня. Таким образом, четвертая величина λ_{Ra} может быть вычислена. Это вычисление дает для периода полураспада радия $T_{\text{Ra}} \approx 1600$ лет, что совпадает с результатами определения T_{Ra} методом абсолютного счета испускаемых α -частиц.

Радиоактивность Ra и Rn была выбрана в качестве эталона при сравнении активностей различных радиоактивных веществ. За единицу радиоактивности – 1 кюри – приняли активность 1 г радия или находящегося с ним в равновесии количества радона. Последнее легко может быть найдено из следующих рассуждений.

Известно, что 1 г радия претерпевает в секунду $\sim 3,7 \cdot 10^{10}$ распадов. Следовательно,

$$\lambda_{\text{Rn}} N_{\text{Rn}} = \lambda_{\text{Ra}} N_{\text{Ra}} = 3,7 \cdot 10^{10},$$

где N_{Ra} – число ядер Ra в 1 г, а N_{Rn} – число ядер Rn, находящихся в равновесии с 1 г радия. Отсюда $N_{\text{Rn}} = \frac{3,7 \cdot 10^{10}}{\lambda_{\text{Rn}}}$.

Чтобы найти весовое выражение N_{Rn} , надо вычислить количество ядер Rn в 1 г

$$C_{\text{Rn}} = \frac{N_{\text{A}}}{A_{\text{Rn}}} = \frac{6,022 \cdot 10^{23}}{222}.$$

Здесь N_{A} – число Авагадро, A_{Rn} – атомный вес Rn. Деля N_{Rn} на C_{Rn} , получим весовое выражение N_{Rn} , соответствующее 1 кюри: $N_{\text{Rn}} = 6,5 \cdot 10^{-6}$ г.

3.3. Основные типы радиоактивности

К основным типам радиоактивности относятся α -, β -, γ -распады, а также спонтанное деление ядер. Рассмотрим более подробно их особенности.

3.3.1. Альфа-распад

Главными характеристиками α -радиоактивных ядер и испускаемых ими α -частиц являются период полураспада $T_{1/2}$, кинетическая энергия E_{α} и пробег R .

Период полураспада $T_{1/2}$, может быть измерен непосредственно по убыванию активности со временем, а также определен по количеству распадов в единицу времени или из векового равновесия.

Пробеги α -частиц в разных средах измеряются различными методами. В газообразных – с помощью ионизационной камеры и камеры Вильсона, в жидких – с помощью пузырьковых камер, в твердых – с помощью фотографической эмульсии. Применяются также различные комбинированные способы с использованием фильтров из тонких пленок или фольг и счетчиков.

Энергия α -частиц в первых опытах определялась по их пробегу. Переход от пробегов к энергии производится при помощи эмпирических или теоретических формул, связывающих пробег и энергию α -частицы для данной среды. Пробег R α -частицы в любом веществе можно определить при помощи уравнения Брэгга-Климена:

$$R = 0,0003 \frac{R_0}{\rho} A^{1/2}, \text{ см}, \quad (3.18)$$

где R_0 – пробег α -частицы в воздухе, см; ρ – плотность вещества, г/см³; A – атомный вес элемента, а.е.м.

Пробег α -частицы в воздухе можно определить с помощью эмпирического соотношения:

$$R_0 = 0,31 \cdot E_{\alpha}^{3/2}, \text{ см}, \quad (3.18.1)$$

где E_α – кинетическая энергия α -частицы, МэВ.

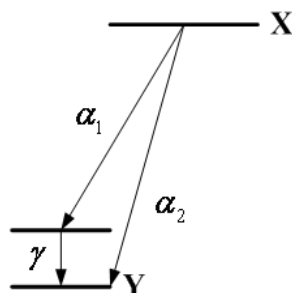
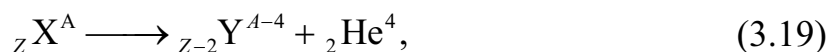


Рис. 3.4. Схема альфа-распада

В настоящее время для точных измерений энергии, α -частиц используется метод магнитного анализа, в котором сравнивается энергия исследуемых α -частиц с энергией α -частиц, выбранных в качестве стандарта.

Альфа-распад сопровождается самопроизвольным испусканием ядром α -частицы (ядра нуклида ${}_2\text{He}^4$), и это происходит по схеме



Установлено, что α -частицы испускают только тяжелые ядра. Кинетическая энергия, с которой α -частицы вылетают из распадающегося ядра, порядка нескольких МэВ. В воздухе при нормальном давлении пробег α -частиц составляет несколько сантиметров (их энергия расходуется на образование ионов на своем пути).

Кинетическая энергия α -частиц возникает за счет избытка энергии покоя материнского ядра над суммой энергий покоя дочернего ядра и α -частицы. Эта избыточная энергия распределяется между α -частицей и дочерним ядром в отношении, обратно пропорциональном их массам (в соответствии с законом сохранения импульса).

Чаще всего радиоактивный препарат испускает несколько моноэнергетических групп α -частиц, отличающихся по энергиям. Это объясняется тем, что дочернее ядро Y может возникать не только в основном, но и в возбужденных состояниях (см. рис. 3.4, где для простоты показан только один возбужденный уровень). Наиболее интенсивной является группа α -частиц, обусловленная переходом непосредственно в основное состояние. Распады, идущие через возбужденные уровни дочернего ядра, сопровождаются испусканием γ -квантов.

Альфа-частица возникает только в момент радиоактивного распада ядра. Покидая ядро, ей приходится преодолевать потенциальный барьер, высота которого превосходит ее энергию (см. рис. 3.5). Внутренняя сторона барьера обусловлена ядерными силами, внешняя же – силами

кулоновского отталкивания α -частицы и дочернего ядра. Преодоление α -частицей потенциального барьера в данных условиях происходит благодаря туннельному эффекту.

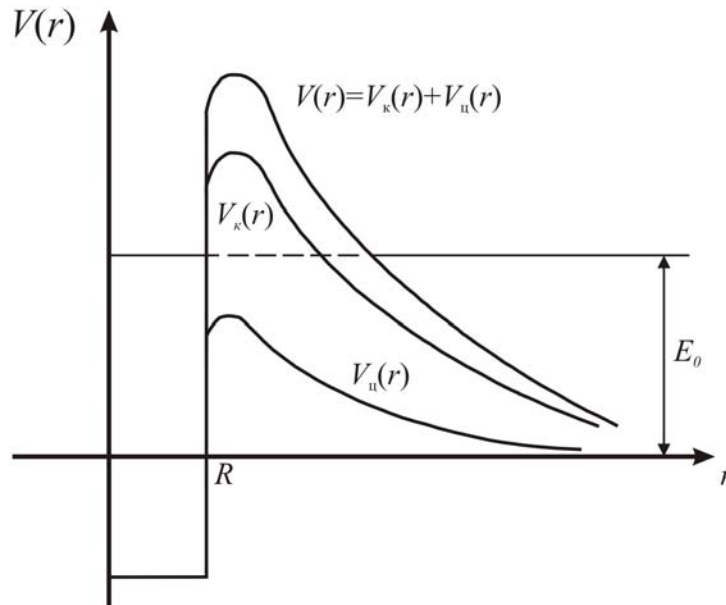


Рис. 3.5. Потенциальный барьер

Прохождение частицы сквозь потенциальный барьер можно пояснить соотношением неопределенности. Рассмотрим простейший потенциальный барьер прямоугольной формы для одномерного (по оси x) движения частицы.

Неопределенность импульса на отрезке $\Delta x = l$ составляет $\Delta p > \frac{\hbar}{l}$. Связанная с этим разбросом кинетическая энергия кинетическая энергия $\frac{\Delta p^2}{m}$ может оказаться достаточной для того, чтобы полная энергия оказалась больше потенциальной и частица может пройти через барьер.

С классической точки зрения прохождение частицы сквозь потенциальный барьер при $E < U$ невозможно, так как частица, находясь в области барьера, должна была бы обладать отрицательной кинетической энергией.

Квантовая теория, учитывая волновые свойства α -частицы, «позволяет» ей с определенной вероятностью проникать сквозь такой барьер.

В самом общем случае α -распада, когда $l \neq 0$ величина потенциального барьера будет определяться суммой:

$$V(r) = V_k(r) + V_n(r) = \frac{zZe^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}, \quad (3.20)$$

где $V_K(r)$ и $V_{Ц}(r)$ – кулоновский и центробежный потенциалы взаимодействия α -частицы с ядром.

Величина кулоновского барьера определяется соотношением:

$$B_K = \frac{zZe^2}{R} = \frac{zZe^2}{1,4 \cdot 10^{-13} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \approx \frac{Z \cdot z}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}, \text{ МэВ}, \quad (3.20.1)$$

где A_1 – массовое число частицы; A_2 – массовое число ядра; Z – заряд ядра; z – заряд частицы.

Величина центробежного барьера определяется следующим образом:

$$B_{Ц} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} \approx \frac{10l(l+1)}{A_1 A_2^{2/3}}, \text{ МэВ}, \quad (3.20.2)$$

где A_1 – массовое число частицы; A_2 – массовое число ядра; Z – заряд ядра; z – заряд частицы; l – орбитальный момент количества движения.

Проницаемость барьера:

$$D = e^{-2C_l} = e^{-2\sqrt{\frac{2\mu}{\hbar}} \int_R^{r_e} \sqrt{V(r)-E} dr}, \quad (3.21)$$

где потенциальная энергия, включающая в себя кулоновский и центробежный члены, имеет вид:

$$V(r) = \frac{zZe^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \text{ и } V(r_e) - E = 0; \quad B_l = V(R).$$

Интеграл C_l определяется соотношением:

$$C_l = g \left(\frac{1}{2\sqrt{x}} \left(\frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{1-2x}{\sqrt{1+4xy}} \right) - \sqrt{1+y-x} + \sqrt{y} \lg \frac{1+2\sqrt{y}(\sqrt{y}+\sqrt{1+y-x})}{\sqrt{1+4xy}} \right)$$

где $g = \sqrt{\frac{2zZe^2 R \mu}{\hbar^2}}$ – характеристический момент количества движения;

$y = \frac{l(l+1)}{g^2}$; $x = \frac{E}{B_l}$; B_l – высота барьера для частиц с зарядом Ze , приведен-

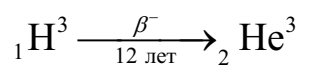
ной массой $\mu = \frac{m \cdot M}{m + M}$ и моментом количества движения l ; E – кинетическая энергия налетающей частицы; Ze – заряд ядра; R – радиус ядра.

Расчет по приведенным формулам хорошо согласуется с результатами измерений.

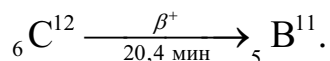
3.3.2. Бета-распад

Так называют самопроизвольный процесс, в котором исходное ядро превращается в другое ядро с тем же массовым числом A , но с зарядовым числом Z , отличающимся от исходного на ± 1 . Это связано с тем, что β -распад сопровождается испусканием электрона (позитрона) или его захватом из оболочки атома. Период полураспада β -радиоактивных ядер меняется от $\sim 10^{-2}$ с до $\sim 2 \cdot 10^{15}$ лет. Энергия β -распада заключена в пределах от 18 кэВ (для ${}^1_1\text{H}^3$) до 16,6 МэВ (${}^7_7\text{N}^{12}$). Различают три разновидности β -распада:

1) Электронный β^- -распад, в котором ядро испускает электрон и его зарядовое число Z становится $Z + 1$. Простейшим примером β -распада является (если не считать β -распад нейтрона) β -распад трития:



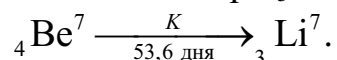
2) Позитронный β^+ -распад, в котором ядро испускает позитрон и его зарядовое число Z становится $Z - 1$. Примером позитронного β -распада является β^+ -распад ядра ${}^6_6\text{C}^{11}$:



3) K -захват был открыт американским физиком Альварцером в 1938 г. Заключается в захвате ядром электрона из электронной оболочки собственного атома (обычно из K -оболочки) и его зарядовое число Z становится равным $Z - 1$. На освободившееся место в K -оболочке переходит электрон с другой оболочки, и поэтому K -захват всегда сопровождается характеристическим рентгеновским излучением. Изучение этого рентгеновского излучения позволило раскрыть природу K -захвата.

Своеобразный характер процесса K -захвата приводит к тому, что в случае K -захвата постоянная распада λ несколько зависит от внешних условий. Это связано с тем, что вероятность K -захвата пропорциональна электронам в ядре (в смысле величины $|\psi_e|^2$ в центре ядра), которая зависит от химической связи.

Примером K -радиоактивного ядра является ядро ${}^4_4\text{Be}^7$ захватывающее K -электрон и превращающееся в ядро ${}^3_3\text{Li}^7$:



Выясним, как определяется энергия Q , освобождающаяся при β^- -распаде, β^+ -распаде и K -захвате, если известны массы материнского и дочернего атомов (M_M и M_D), а также масса электрона m_e .

При β^- -распаде ядро с порядковым номером Z распадается по схеме

$$M(Z) \rightarrow M(Z + 1) + m_e, \quad (3.22.1)$$

где M – это масса ядра. Однако в таблицах всегда приводятся массы атомов (нуклидов). Чтобы перейти в (3.22.1) к массам атомов, добавим к обеим частям этого соотношения по Z электронов, т. е. массу Zm_e , причем следующим образом:

$$Zm_e = (Z + 1)m_e - m_e. \quad (3.22.2)$$

В результате получим соотношение для масс нуклидов:

$$M_m(Z) \rightarrow M_d(Z + 1). \quad (3.23)$$

Отсюда энергия β^- -распада:

$$Q = M_m - M_d, \quad (3.24)$$

где, напомним, массы берутся в энергетических единицах (МэВ).

Аналогично для β^+ -распада. Схема реакции имеет вид:

$$M(Z) \rightarrow M(Z - 1) + m_e. \quad (3.25.1)$$

Добавим к обеим частям (2.25.1) по Z электронов, получим:

$$Zm_e = (Z - 1)m_e + m_e. \quad (3.25.2)$$

Соотношение для масс нуклидов будет иметь вид:

$$M_m \rightarrow M_d + 2m_e. \quad (3.26)$$

Следовательно, при β^+ -распаде энергия будет определяться соотношением:

$$Q = M_m - M_d + 2m_e. \quad (3.26.1)$$

Наконец, в случае K -захвата

$$\begin{aligned} M(Z) + m_e &\rightarrow M(Z - 1) \\ + \\ \frac{Zm_e - m_e}{M_m(Z)} &\rightarrow \frac{(Z - 1)m_e}{M_d(Z - 1)} \end{aligned}$$

и энергия, выделяющаяся при K -захвате:

$$Q = M_m - M_d, \quad (3.27)$$

что совпадает с выражением (3.24) для энергии Q при β^- -распаде.

Следует отметить, что формулы (3.24), (3.26) и (3.27) определяют одновременно и условия энергетической возможности этих трех процессов: необходимо, чтобы выполнялось условие $Q > 0$.

Распределение электронов по энергиям. Исследование энергетического распределения электронов β -распада производится при помощи магнитных β -спектрометров, устройство которых аналогично устройству масс-спектрометра.

Общим свойством всех β -спектров является их плавность и наличие у каждого спектра предельной кинетической энергии E_{\max} , на которой β -спектр обрывается (см. рис. 3.6). Энергия E_{\max} соответствует разности между массой материнского ядра и суммой масс дочернего ядра и электрона.

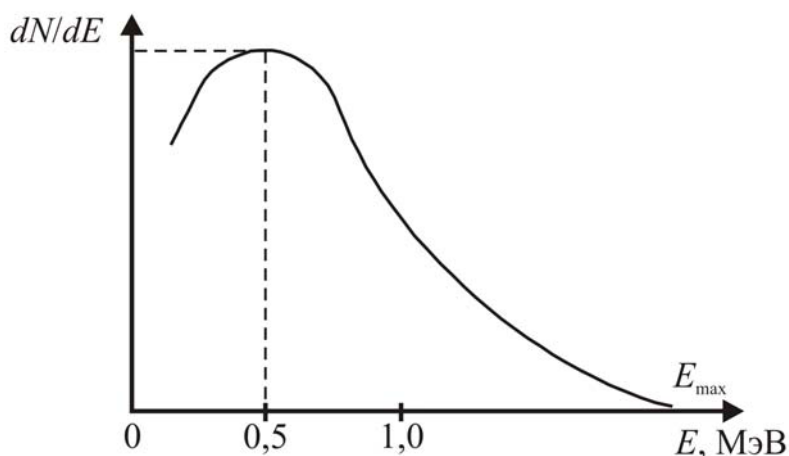


Рис. 3.6. Спектр β -радиоактивных ядер

По какой же причине возникают электроны с энергией $E < E_{\max}$? Спектр регистрирует около 1/3 выделяемой при распаде энергии. Куда исчезают остальные 2/3? Не есть ли это нарушение закона сохранения энергии? Возникшую в свое время «проблему β -распада» решил Паули (1930), предположивший что вместе с электроном испускается электрически нейтральная частица, неуловимая вследствие очень большой проникающей способности. Ее назвали нейтрино ν .

Тогда становится понятным, что энергия, выделяемая при распаде, распределяется между электроном и нейтрино в самых разных пропорциях, и мы получаем изображенный на рис. 3.6 спектр.

Имеется еще одно важное обстоятельство в пользу гипотезы о существовании нейтрино – это необходимость сохранения момента импульса в реакции распада. Дело в том, что отличительной чертой β -распада является превращение в ядре нейтрона в протон, и наоборот. Поэтому можно сказать, что β -распад есть не внутриядерный процесс,

а внутринуклонный процесс. В связи с этим указанные выше три разновидности β -распада обусловлены следующими превращениями нуклонов в ядре:



Известно, что спин нейтрона, протона и электрона одинаков и равен $1/2$. Если бы, например, нейтрон распадался только как $n \rightarrow p + e^{-}$, то суммарный спин возникающих частиц согласно квантовым законам сложения моментов был бы равен 1 либо 0, что отличается от спина исходной частицы. Таким образом, участие в β -распаде еще одной частицы диктуется и законом сохранения момента, причем эта частица должна обладать спином $1/2$ (или $3/2$). Сейчас установлено, что спин нейтрино равен $1/2$.

Наблюдать нейтрино непосредственно очень сложно. Это обусловлено тем, что их электрический заряд равен нулю, масса (если она есть) чрезвычайно мала, фантастически мало и эффективное сечение взаимодействия их с ядрами. Согласно теоретическим оценкам средняя длина свободного пробега нейтрино с энергией 1 МэВ в воде порядка 10^{16} км (или 100 световых лет!). Это значительно превышает размеры звезд. Такие нейтрино свободно пронизывают Солнце, а тем более Землю.

Чтобы зарегистрировать процесс захвата нейтрино, необходимо иметь огромные плотности потока их. Это стало возможным только после создания ядерных реакторов, которые и были использованы как мощные источники нейтрино.

Непосредственное экспериментальное доказательство существования нейтрино было получено в 1956 г.

3.3.3. Гамма-распад

В этом виде распада γ -кванты испускаются ядрами, образующимися после α - и β -распада в возбужденном состоянии, также γ -излучение сопровождает процесс спонтанного деления ядер.

Энергия образующихся γ -квантов варьируется в пределах от 10 кэВ до 8 МэВ. После α -распада обычно испускаются γ -кванты с энергией меньше 0,5 МэВ, так как α -распад затруднен малой прозрачностью барьера для α -частиц с пониженной энергией. Энергия γ -квантов, испускаемых дочерним ядром после β -распада, в среднем, может быть больше и достигать 2...2,5 МэВ.

Это связано с тем, что вероятность β -распада определяется более слабой функцией энергии, чем вероятность α -распада. В результате

спонтанного деления обычно образуются γ -кванты с энергией не превышающей 1 МэВ.

Существенно, что спектр испускаемых γ -квантов дискретный, так как дискретны энергетические уровни самих ядер.

Свободный нуклон испускать γ -квант не может, ибо в противном случае было бы нарушено одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса. Между тем такой процесс возможен и действительно происходит внутри ядра, поскольку испущенный (или поглощенный) γ -квант может обмениваться импульсом не только с порождающим его нуклоном, но и с остальными нуклонами ядра. Таким образом, в отличие от β -распада, γ -распад – процесс внутриядерный, а не внутринуклонный. Возбужденные ядра образуются при β -распаде в случае, если распад материнского ядра X в основное состояние дочернего ядра Y запрещен. Тогда дочернее ядро Y оказывается в одном из возбужденных состояний, переход из которого в основное состояние и сопровождается испусканием γ -квантов (см. рис. 3.7).

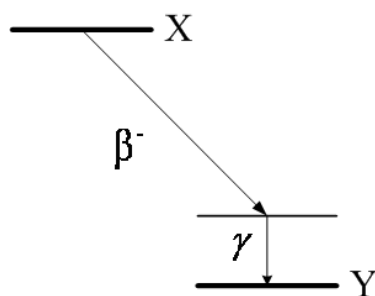


Рис. 3.7. Схема β -распада

Возбужденное ядро может перейти в основное состояние и другим путем, путем непосредственной передачи энергии возбуждения одному из атомных электронов, например, в K -оболочке. Этот процесс, конкурирующий с β -распадом, называют внутренней конверсией электронов.

Очевидно, что электроны внутренней конверсии моноэнергетичны. Это и позволяет отличить их от электронов, испускаемых при β -распаде, спектр которых непрерывный.

Внутренняя конверсия сопровождается рентгеновским излучением, возникающим при переходе электрона с вышележащих оболочек на место, освобожденное электроном внутренней конверсии.

3.3.4. Спонтанное деление ядер

Процесс спонтанного деления принципиально ни чем не отличается от деления под действием тепловых нейтронов (см. Главу 4). Он также характеризуется числом мгновенных нейтронов на один акт деления ν

и средней энергией нейтронов деления \bar{E} . Спектр нейтронов спонтанно делящихся изотопов сплошной и подобен спектру нейтронов вынужденного деления. Он близок по форме к максвелловскому спектру $S(E) : \sqrt{E} \cdot \exp(-a \cdot E)$ с температурой $T = 1,592$ МэВ.

Разработка методов получения трансурановых элементов открывает возможность использования в качестве источников нейтронов изотопы, испытывающие спонтанное деление. Характеристики источников указаны в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Источники нейтронов спонтанного деления

Изотоп	Z^2/A	Период спонтанного деления, T_f	Число делений на 1 г в 1 сек	T_f/T_α
Pu ²³⁶	37,441	$3,5 \cdot 10^9$ лет	$1,6 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^9$
Pu ²³⁸	37,126	$4,9 \cdot 10^{10}$ лет	$1,1 \cdot 10^3$	$5,6 \cdot 10^8$
Pu ²⁴⁰	36,817	$1,34 \cdot 10^{11}$ лет	$4,1 \cdot 10^2$	$2,04 \cdot 10^7$
Pu ²⁴²	36,512	$7 \cdot 10^{10}$ лет	$8 \cdot 10^2$	$1,8 \cdot 10^5$
Cm ²⁴²	38,083	$6,5 \cdot 10^6$ лет	$8,4 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^7$
Cm ²⁴⁴	37,770	$1,3 \cdot 10^7$ лет	$4,2 \cdot 10^6$	$7,2 \cdot 10^5$
Cf ²⁵²	38,111	86 лет	$6,2 \cdot 10^{11}$	32,5

Спонтанное деление наиболее вероятно для изотопов с $Z \geq 90$. В табл. 3.1 приведены характеристики основных трансурановых элементов, которые могут быть использованы в качестве источников нейтронов, а именно: период полураспада, число спонтанных делений на 1 г в 1 с, отношение периодов спонтанного деления и парциальных периодов α -распада, а также значение параметра делимости Z^2/A . Значения периодов спонтанного деления T_f , приведенные в таблице, и парциальных периодов α -распада T_α , использованные для вычисления отношения T_f/T_α являются средними и наиболее достоверными. Скорость распада ядер путем спонтанного деления N_f вычислена по формуле:

$$N_f = \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{A} \cdot \frac{\ln 2}{T_f}.$$

3.3.5. Эффект Мессбауэра

Известно, что атомы наиболее интенсивно поглощают свет частоты, соответствующей переходу из основного состояния атома в ближайшее к нему возбужденное состояние. Это явление называют резонансным поглощением. Другими словами, фотоны, испущенные атомом

при переходе из первого возбужденного состояния в основное, без всяких проблем поглощаются такими же атомами, поскольку их частоты практически совпадают.

Иначе обстоит дело в случае излучения γ -квантов ядрами. Энергия и импульс γ -кванта во много раз больше, чем у фотона видимого света, поэтому значительно больше и энергия отдачи. Представим себе два одинаковых первоначально покоящихся ядра, одно из которых находится в основном состоянии, другое – в возбужденном с энергией возбуждения E^* . Переходя в основное состояние, возбужденное ядро испускает γ -квант с энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar\omega/c$, удовлетворяющим законам сохранения:

$$E^* = \hbar\omega + E, \quad \hbar\omega/c = p, \quad (3.28)$$

где E – энергия отдачи ядра. Из этих уравнений следует, что

$$K = \frac{p^2}{2m} = \frac{(\hbar\omega)^2}{2mc^2}, \quad (3.29)$$

где m – масса ядра.

Согласно первой из формул (3.28) энергия γ -кванта $\hbar\omega$ сдвинута относительно энергии E^* ядерного перехода на величину E – энергию отдачи ядра. Поэтому γ -квант сможет поглотиться другим ядром только при условии, что сдвиг

$$E < \Gamma, \quad (3.30)$$

где Γ – ширина возбужденного уровня E^* .

Выясним, насколько выполняется соотношение (3.30). Например, ядро Fe^{57} при переходе из первого возбужденного состояния испускает γ -квант с энергией $\hbar\omega \approx 14$ кэВ. При этом его энергия испытывает сдвиг на величину

$$K = \frac{(\hbar\omega)^2}{2mc^2} = \frac{(14 \cdot 10^{-3})^2}{2 \cdot 57 \cdot 931,5} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ МэВ} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}.$$

Ширина же Γ первого возбужденного уровня, время жизни которого $\tau \sim 10^{-7}$ с, согласно соотношению неопределенностей $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$ равна

$$\Gamma \approx \hbar/\tau \approx 10^{-8} \text{ эВ}. \quad (3.31)$$

Таким образом, сдвиг E не меньше Γ , а наоборот, больше на пять порядков, что далеко перекрывает возможность резонансного поглощения.

И тем не менее явление резонансного поглощения γ -квантов было обнаружено Мессбауэром (1958) на изотопе Ir^{191} .

Это оказалось возможным только с ядрами, входящими в состав кристалла. При этом существует вероятность испускания γ -кванта ядром с отдачей, которую воспринимает не ядро, а весь кристалл в целом, не меняя своего внутреннего состояния (т. е. без возбуждения колебаний решетки). Масса кристалла несопоставимо велика по сравнению с массой отдельного ядра, поэтому энергия отдачи кристалла практически равна нулю.

В результате частота испущенного γ -кванта не смещается относительно резонансного значения, и этот γ -квант может быть поглощен другим таким же ядром, тоже входящим в состав кристалла. В этом заключается суть эффекта Мессбауэра: испускание и поглощение γ -квантов без отдачи, т. е. резонансное. Этот эффект удается наблюдать только при очень низких температурах, но иногда и при комнатных температурах (в случае с Fe). Эффект Мессбауэра наблюдают так. Источник γ -излучения приводят в движение с небольшой скоростью v навстречу поглотителю или в обратном направлении. При этом измеряют скорость счета γ -квантов за поглотителем. Если $v \neq 0$, то резонанс нарушается: линии испускания и поглощения сдвигаются относительно друг друга за счет эффекта Доплера.

При $v = 0$ наблюдается резонансное поглощение γ -квантов, что показано на рис. 3.8.

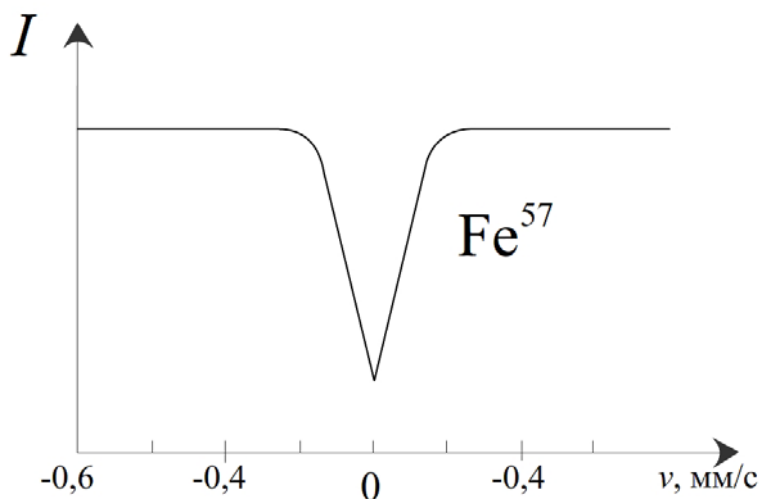


Рис. 3.8. Резонансное поглощение γ -квантов

Благодаря очень малому отношению ширины Γ возбужденных ядерных уровней к энергии возбуждения E^* ($\Gamma/E^* \sim 10^{-12} \div 10^{-16}$) эффект Мессбауэра дает уникальный метод измерения ничтожных изменений энергии, которые не могут быть измерены никаким другим методом.

В частности, с помощью этого эффекта удалось обнаружить в лабораторных условиях гравитационное смещение спектральных линий (уменьшение частоты фотона при удалении его от источника тяготения). Для этого надо было измерить относительное изменение энергии фотона порядка 10^{-15} на базе около 20 м, что впервые и проделали Паунд и Ребка (1960).

Рассмотрим этот вопрос более подробно. Найдем относительное уменьшение частоты γ -кванта (гравитационное смещение) при удалении его от поверхности Земли на $l \approx 20$.

Считая, что γ -квант ведет себя подобно частице, обладающей гравитационной массой $\hbar\omega/c^2$, запишем, что приращение энергии γ -кванта на пути dr равно работе гравитационной силы F_r на этом пути:

$$d(\hbar\omega) = F_r dr = -\gamma \frac{(\hbar\omega/c^2)M_3}{r^2} dr, \quad (3.32)$$

где γ – гравитационная постоянная, M_3 – масса Земли; знак минус связан с тем, что проекция силы $F_r < 0$. Разделив в (3.32) переменные ω и r , получим:

$$\frac{d\omega}{\omega} = -\frac{\gamma M_3}{c^2} \frac{dr}{r^2}. \quad (3.33)$$

Проинтегрируем это уравнение по частоте от ω_0 до ω и по r от радиуса Земли R до $R + l$:

$$\ln \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{\gamma M_3}{c^2} \left(\frac{1}{R+l} - \frac{1}{R} \right) = -\frac{\gamma M_3}{R(R+l)} \frac{l}{c^2} \approx -g \frac{l}{c^2}, \quad (3.34)$$

где g – напряженность гравитационного поля ($g = \gamma M_3/R^2$). Здесь учтено, что $l \ll R$. Из (3.33) следует:

$$\omega = \omega_0 e^{-gl/c^2} \approx \omega_0 (1 - gl/c^2),$$

поскольку $gl/c^2 = l$. Видно, что частота γ -кванта с удалением от поверхности Земли уменьшается.

Искомое относительное изменение частоты γ -кванта

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \approx \frac{gl}{c^2} = \frac{9,8 \cdot 20}{(3 \cdot 10^8)^2} \approx 2 \cdot 10^{-15}.$$

Несмотря на чрезвычайную малость этого смещения (сдвиг составлял сотую часть ширины линии), его удалось измерить с достаточной

степенью точности и тем самым экспериментально в лабораторных условиях подтвердить наличие гравитационного (красного) смещения.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

1. Найти вероятность распада ядра за промежуток времени $T_{1/2}$, если его постоянная распада равна λ .

Решение: Согласно определению количество радиоактивных ядер изменяется по экспоненциальному закону:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (1)$$

где N_0 , $N(t)$ – начальное и текущее значение ядер радиоактивного нуклида; λ – постоянная распада, представляющая собой вероятность распада в единицу времени.

Согласно (1) число распавшихся ядер равно $N - N_0$, а доля распавшихся ядер за некоторый промежуток времени или что одно и тоже вероятность распада, равна:

$$\omega = \frac{N_0 - N}{N_0} = \frac{\Delta N}{N_0} = 1 - e^{-\lambda t}. \quad (2)$$

При небольших временах функцию $\exp(-\lambda t)$ можно разложить в ряд Тейлора, оставив при этом первые два члена. Тогда вероятность распада ядра, за некоторый промежуток времени будет равна:

$$\omega = \lambda \cdot t. \quad (3)$$

Полученный результат по формуле (3) очевиден, так как λ представляет собой вероятность распада в единицу времени.

Ответ: $\omega = 1 - e^{-\lambda t} \rightarrow \lambda \cdot t$.

2. Сколько ${}_{84}\text{Po}^{210}$ ($T_{1/2}=138,4$ сут) распадется и останется через 10 сут от 4 мг исходного количества?

Решение: Согласно определению количество радиоактивного нуклида изменяется по экспоненциальному закону, для нашего случая этот закон примет вид:

$$m = m_0 \cdot \exp(-\lambda t), \quad (1)$$

где m_0 , $m(t)$ – начальное и текущее значения массы, мг; λ – постоянная распада, с^{-1} .

Постоянная распада определяется соотношением:

$$\lambda = 0,693/T_{1/2}. \quad (2)$$

Подставляя исходные данные в (1) получим:

$$m = 4 \text{ мг} \cdot \exp\left(-\frac{0,7}{138,4 \text{ сут}} \cdot 10 \text{ сут}\right) = 3,8 \text{ мг}.$$

Ответ: $m = 3,8 \text{ мг}$.

3. Распад покоящихся ядер ${}_{84}\text{Po}^{210}$ происходит из основного и сопровождается испусканием двух групп α -частиц: основной с энергией $E_{\alpha 1} = 5,30 \text{ МэВ}$ и слабой (по интенсивности) с энергией $E_{\alpha 2} = 4,50 \text{ МэВ}$. Найти энергию α -распадов этих ядер и энергию γ -квантов, испускаемых дочерними ядрами.

Решение: Согласно условию задачи, дочерни ядра возникают не только в основном, но и в возбужденном состоянии. Из закона сохранения импульса следует, что

$$p_{\alpha} = p_{\text{д}}, \text{ или } m_{\text{д}}E_{\text{д}} = m_{\alpha}E_{\alpha}. \quad (1)$$

Энергия α -распада с учетом (1) равна:

$$Q = E_{\alpha} + E_{\text{д}} = E_{\alpha} \left(1 + \frac{m_{\alpha}}{m_{\text{д}}}\right). \quad (2)$$

Аналогично запишем выражение для Q' , когда дочернее ядро возникает в возбужденном состоянии:

$$Q' = E'_{\alpha} \left(1 + \frac{m_{\alpha}}{m_{\text{д}}}\right). \quad (3)$$

Из формул (2) и (3) получим:

$$\hbar\omega = Q - Q' = (E_{\alpha} - E'_{\alpha}) \left(1 + \frac{m_{\alpha}}{m_{\text{д}}}\right) = 0,80 \frac{210}{206} = 0,82 \text{ МэВ}.$$

Ответ: $\hbar\omega = 0,82 \text{ МэВ}$.

4. Выведите формулу для скорости (активности) радиоактивного распада через период полураспада $T_{1/2}$ и начальное число N_0 .

Решение: Согласно определению активность радиоактивного вещества, равна:

$$A = \left| -\frac{dN}{dt} \right| = \lambda N. \quad (1)$$

Количество радиоактивного нуклида изменяется по экспоненциальному закону:

$$N = N_0 \cdot \exp(-\lambda t), \quad (2)$$

где $\lambda = 0,693/T_{1/2}$ – постоянная распада.

Подставляя формулу (2) в (1), получим:

$$A = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T_{1/2}}}. \quad (3)$$

Ответ: $A = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T_{1/2}}}$.

5. Один грамм U^{238} излучает $1,24 \cdot 10^4$ α -частиц в секунду. Определить $T_{1/2}$ изотопа и активность в Ки.

Решение: Число ядер в одном грамме вещества определяется соотношением:

$$N_{\text{яд}} = \frac{N_A \text{ моль}^{-1}}{\mu \frac{\text{Г}}{\text{моль}}}, \frac{\text{яд}}{\text{Г}}. \quad (1)$$

Согласно определению, активность радионуклида равна:

$$A = \lambda N = \frac{0,7 \cdot N_{\text{яд}}}{T_{1/2}}, \frac{\alpha\text{-частиц}}{\text{с} \cdot \text{Г}(\text{}_{92}\text{U}^{238})}. \quad (2)$$

Откуда

$$T_{1/2} = \frac{0,7 \cdot N_{\text{яд}}}{A}. \quad (3)$$

Согласно (1) имеем:

$$N_{\text{яд}} = \frac{6,023 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}}{238 \frac{\text{Г}}{\text{моль}}} = 2,531 \cdot 10^{21} \frac{\text{яд}}{\text{Г}}.$$

При подстановке найденного значения для $N_{\text{яд}}$ в (3), получим:

$$T_{1/2} = \frac{0,7 \cdot 2,531 \cdot 10^{21} \text{ Г}^{-1}}{1,24 \cdot 10^4 \text{ Г}^{-1} \cdot \text{с}} = 1,4 \cdot 10^{17} \text{ с} = 4,5 \cdot 10^9 \text{ лет}.$$

Активность одного грамма U^{238} $A = 1,24 \cdot 10^4$ Бк = 0,335 мкКи.

Ответ: $A(U^{238}) = 0,335$ мкКи; $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ лет.

6. В урановых рудах содержится примесь чистого свинца Pb^{206} . Предполагая, что весь свинец получился в результате распада U^{238} , определить возраст урановой руды. В 1 г урана содержится 0,3 г Pb^{206} .

Решение: Согласно определению, концентрация радиоактивного нуклида изменяется по закону:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (1)$$

где N_0 , $N(t)$ – начальное и текущее значение количества радиоактивного нуклида.

Текущее значение число ядер урана равно:

$$N(t) = N_0 - N_{Pb}, \quad (2)$$

где N_{Pb} – число распавшихся ядер.

Подставляя выражение (2) в (1), получим:

$$\frac{N_0 - N_{Pb}}{N_0} = \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot t\right). \quad (3)$$

Логарифмирую выражение (3), получим:

$$t = \frac{\ln\left(\frac{N_0}{N_0 - N_{Pb}}\right) \cdot T_{1/2}}{\ln 2}. \quad (4)$$

Начальное число ядер, согласно условию задачи, равно:

$$N_0 = N_U = \frac{m_U}{\mu_U} \cdot N_A = \frac{1 \text{ г}}{238 \frac{\text{г}}{\text{моль}}} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} = 2,53 \cdot 10^{21} \text{ ядер}. \quad (5)$$

Число распавшихся ядер, согласно условию задачи, равно:

$$N_{Pb} = \frac{m_{Pb}}{\mu_{Pb}} \cdot N_A = \frac{0,3 \text{ г}}{206 \frac{\text{г}}{\text{моль}}} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} = 8,77 \cdot 10^{20} \text{ ядер}. \quad (6)$$

Подставляя найденные значения ядер в формулу (4), получим:

$$t = \frac{\ln\left(\frac{2,53 \cdot 10^{21}}{(2,53 - 0,88) \cdot 10^{21}}\right) \cdot 4,56 \cdot 10^9}{\ln 2} = 2,8 \cdot 10^9 \text{ лет.}$$

Ответ: $t = 2,8 \cdot 10^9$ лет.

7. В кровь человека ввели небольшое количество раствора, содержащего ${}_{11}\text{Na}^{24}$ активностью $2,1 \cdot 10^3$ Бк. Активность 1 см^3 крови, взятой через 5 часов оказалась равной $0,28$ Бк. Найти объем крови человека.

Решение: Согласно определению, активность ${}_{11}\text{Na}^{24}$ уменьшается по закону:

$$a = \frac{A_0}{V} \cdot \exp(-\lambda \cdot t), \quad (1)$$

где a – удельная активность через 5 часов, $a=0,28$ Бк/см³; A_0 – активность раствора, содержащего ${}_{11}\text{Na}^{24}$, $A_0=2,1 \cdot 10^3$ Бк; V – объем крови человека, см³.

Выражая из (1) V получим соотношение:

$$V = \left(\frac{A_0}{a} \right) \cdot \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot t \right) = 6 \cdot 10^3 \text{ см}^3 = 6 \text{ л.}$$

Ответ: $V = 6$ литров.

8. Определить массу α -активного изотопа Po^{210} , имеющего активность 1 Ки.

Решение: Согласно определению активность вещества, определяется соотношением:

$$A = \lambda N, \text{ Бк}, \quad (1)$$

где N – число ядер радиоактивного вещества, находящиеся в массе m ; $N = \frac{N_A}{\mu} \cdot m$, ядер. Тогда активность можно определить из соотношения:

$$A = \lambda \cdot \frac{N_A \cdot m}{\mu}, \text{ Бк}. \quad (2)$$

Из (2) определяем массу радиоактивного вещества:

$$m = \frac{\mu \cdot A \cdot T}{0,7 \cdot N_A}. \quad (3)$$

Если в (3) активность подставлять в Ки, молярную массу в г/моль, а период полураспада в секундах, то массу m (кг) радиоактивного нуклида можно определить из соотношения:

$$m = 8,9 \cdot 10^{-17} \mu \cdot T \cdot A, \text{ кг}. \quad (3.1)$$

Подставляя в (3.1) исходные данные, получим:

$$m = 8,9 \cdot 10^{-17} \cdot 210 \cdot 138,4 \cdot 24 \cdot 3600 \cdot 1 = 223 \text{ мкг.}$$

Ответ: $m = 223 \text{ мкг.}$

9. Определить отношение высоты центробежного барьера к высоте кулоновского барьера для α -частиц, испускаемых ядрами Po^{210} , с орбитальным моментом $l = 2$. Закруглением вершины кулоновского барьера пренебречь.

Решение: Величина кулоновского барьера определяется из соотношения:

$$B_{\text{к}} = \frac{zZe^2}{R} = \frac{zZe^2}{1,4 \cdot 10^{-13} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \approx \frac{Z \cdot z}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}, \text{ МэВ.} \quad (1)$$

где A_1 – массовое число частицы; A_2 – массовое число ядра; Z – заряд ядра; z – заряд частицы.

Величина центробежного барьера определяется из соотношения:

$$B_{\text{ц}} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} \approx \frac{10l(l+1)}{A_1 A_2^{2/3}}, \text{ МэВ.} \quad (2)$$

где A_1 – массовое число частицы; A_2 – массовое число ядра; Z – заряд ядра; z – заряд частицы; l – орбитальный момент количества движения.

Подставляя в последние две формулы исходные данные, получим значения кулоновского и центробежного барьеров. Согласно (1) и (2), имеем:

$$B_{\text{к}} \approx \frac{Z \cdot z}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} = \frac{84 \cdot 2}{210^{1/3} + 4^{1/3}} = 22,3 \text{ МэВ}$$

$$\text{и } B_{\text{ц}} \approx \frac{10l(l+1)}{A_1 A_2^{2/3}} = \frac{10 \cdot 2(2+1)}{4 \cdot 210^{2/3}} = 0,43 \text{ МэВ.}$$

Отношение центробежного и кулоновского барьеров равно:

$$\eta = \frac{B_{\text{ц}}}{B_{\text{к}}} = 0,019.$$

Из последнего соотношения видно, что проницаемость D для тяжелых ядер при небольших значения l обусловлена практически кулоновским барьером.

Ответ: $\eta = 1,9 \cdot 10^{-2}$.

10. Определить проницаемость кулоновского барьера ядра ${}_{13}\text{Al}^{27}$ по отношению к протону с кинетической энергией 1 МэВ.

Решение: Проницаемость определим из соотношения:

$$D = e^{-2C_l} = e^{-2\sqrt{\frac{2\mu}{\hbar}} \int_R^{r_e} \sqrt{V(r)-E} dr}, \quad (1)$$

где потенциальная энергия, согласно условию задачи включает в себя только кулоновский барьер, имеет вид:

$$V(r) = \frac{zZe^2}{r} \text{ и } V(r_e) - E = 0; B_l = V(R). \quad (2)$$

Решение для C_l можно получить положив параметр $y = 0$ (т. к. рассматривается только кулоновский барьер) в общем выражении для C_l .

$$C_l = g \left(\frac{1}{\sqrt{x}} \left(\arccos(\sqrt{x}) \right) - \sqrt{1-x} \right). \quad (3)$$

Радиус ядра определим из соотношения:

$$R = 1,4 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3} = 1,4 \cdot 10^{-13} \cdot 27^{1/3} = 4,2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Согласно условию задачи необходимо найти проницаемость кулоновского барьера, поэтому высота барьера будет определяться соотношением:

$$B_l = B_K \approx \frac{Z \cdot z}{A^{1/3}} = 4,3 \text{ МэВ.} \quad (4)$$

Приведенная масса системы, равна:

$$\mu = \frac{m_p \cdot M_{Al}}{m_p + M_{Al}} \approx m_p. \quad (5)$$

Величины, входящие в (3) соответственно равны:

$$g = \sqrt{\frac{2zZe^2 R \mu}{\hbar^2}} = 1,9; \quad x = \frac{E}{B_l} = 0,2.$$

Подставляя найденные значения в интеграл (3), получим:

$$C_l = 2,6.$$

Проницаемость кулоновского барьера ядра ${}_{13}\text{Al}^{27}$ по отношению к протону с кинетической энергией 1 МэВ, равна:

$$D = e^{-2C_i} = e^{-5,2} \approx 0,005.$$

Ответ: $D \approx 0,005$.

11. Изотоп углерода ${}^6\text{C}^{11}$ претерпевает позитронный распад. Найти энергию β^+ -распада.

Решение: Позитронный распад наблюдается в тех случаях, когда масса материнского атома больше массы дочернего атома на две электронные массы. Ядерная реакция имеет вид:



Массы изотопов и электрона в а.е.м.:

$$M({}^6\text{C}^{11}) = 11,0114; M({}^5\text{B}^{11}) = 11,0093; m_e = 0,00055 \quad (2)$$

Энергия распада:

$$Q_{\beta^+} = 931,5(11,0114 - 11,0093 - 0,00110) \approx 0,931 \text{ МэВ.}$$

Ответ: $Q_{\beta^+} = 0,931 \text{ МэВ.}$

12. Возбужденное ядро Se^{81} с энергией возбуждения $E^* = 103 \text{ кэВ}$ переходит в основное состояние, испуская или γ -квант, или конверсионный электрон с K -оболочки атома. Энергия связи K -электрона $E_K = 12,7 \text{ кэВ}$. Найти скорость ν отдачи ядра в обоих случаях.

Решение: В первом случае импульс ядра отдачи $m\nu = \hbar\omega/c$, Здесь $\hbar\omega \approx E^*$, поскольку энергия отдачи тяжелого ядра пренебрежимо мала. Тогда

$$\nu_1 = \frac{E^*}{mc^2} c = \frac{0,103}{81 \cdot 931,5} 3 \cdot 10^8 = 0,41 \text{ км/ч.} \quad (1)$$

Во втором случае, воспользуемся релятивистским соотношением $pc = \sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}$, где импульс ядра $p = m\nu$.

$$K_e = E^* - E_K = 90,3 \text{ кэВ. Тогда}$$

$$\nu_2 = c \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{mc^2} = 1,26 \text{ км/ч.}$$

Ответ: $\nu_1 = 0,41 \text{ км/ч; } \nu_2 = 1,26 \text{ км/ч.}$

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ

1. Активность препарата ^{32}P равна 2 мКи. Сколько весит такой препарат?

Ответ: $m = 7,1 \cdot 10^{-12}$ г.

2. Во сколько раз число распадов ядер радиоактивного иода I^{131} в течение первых суток больше числа распадов в течение вторых суток? Период полураспада изотопа I^{131} равен 193 часам.

Ответ: $N_1/N_2 = 1,09$

3. Определить энергию W , выделяемую 1 мг препарата Po^{210} за время, равное среднему времени жизни, если при одном акте распада выделяется энергия $E = 5,4$ МэВ.

Ответ: $W = 1,6 \cdot 10^{13}$ эрг.

4. Определить верхнюю границу возраста Земли, считая, что весь имеющийся на Земле Ar^{40} образовался из K^{40} в результате е-захвата. В настоящее время на каждые 300 атомов Ar^{40} приходится один атом K^{40} .

Ответ: $t = 1,5 \cdot 10^{10}$ лет.

5. В результате α -распада радий Ra^{226} превращается в радон Rn^{222} . Какой объем радона при нормальных условиях будет находиться в равновесии с 1 г радия? Период полураспада $T_{1/2}(\text{Ra}) = 1600$ лет, $T_{1/2}(\text{Rn}) = 3,82$ дня.

Ответ: $V = 6,5 \cdot 10^{-7}$ лет.

6. Определить энергию отдачи ядра Li^7 , образующегося при е-захвате в ядре Be^7 . Даны энергии связи ядер: $E_{\text{св}}(\text{Be}) = 37,6$ МэВ, $E_{\text{св}}(\text{Li}) = 39,3$ МэВ.

Ответ: $T_{\text{Li}} = 60$ эВ.

7. Оценить доплеровское уширение спектральной линии с энергией $E_\gamma = 1$ МэВ при комнатной температуре ($T = 300$ К).

Ответ: $D = 1$ эВ.

8. Используя формулу Вейцекера, получить соотношение для вычисления энергии спонтанного деления на два одинаковых осколка и рассчитать энергию симметричного деления ядра U^{238} .

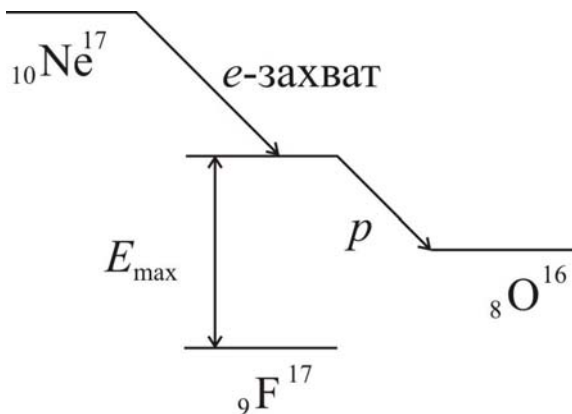
Ответ: $Q_f = 180$ МэВ.

9. Для ядра Ne^{17} определить максимальную энергию запаздывающих протонов, вылетающих из ядра F^{17} , образующегося в результате е-захвата на ядре Ne^{17} . Энергии связи

$$E_{cb}(Ne) = 112,91 \text{ МэВ},$$

$$E_{cb}(F) = 128,23 \text{ МэВ}$$

$$\text{и } E_{cb}(O) = 126,63 \text{ МэВ}.$$



Ответ: $T_{max}^H = 12,2$ МэВ.

10. Используя значения масс атомов, определить верхнюю границу спектра позитронов, испускаемых при β^+ -распаде ядра Si^{27} .

Ответ: $T_{max} = Q = 3,8$ МэВ.

11. Определить типы и мультипольности γ -переходов:

1) $1^- \rightarrow 0^+$,

4) $2^+ \rightarrow 3^-$,

2) $1^+ \rightarrow 0^+$,

5) $2^+ \rightarrow 3^+$,

3) $2^- \rightarrow 0^+$,

6) $2^+ \rightarrow 2^+$.

Ответ:

1. $1^- \rightarrow 0^+ - J = 1; P = -1$, фотоны типа E1;

2. $1^+ \rightarrow 0^+ - J = 1; P = +1$, фотоны типа M1;

3. $2^- \rightarrow 0^+ - J = 2; P = -1$, фотоны типа M2;

4. $2^+ \rightarrow 3^- - J = 1, 2, 3, 4, 5; P = -1$, фотоны типа E1, M2, E3, M4, E5; преобладают фотоны типа E1;

5. $2^+ \rightarrow 3^+ - J = 1, 2, 3, 4, 5; P = +1$, фотоны типа M1, E2, M3, E4, M5; преобладают фотоны типа M1 и E2;

6. $2^+ \rightarrow 2^+ - J = 1, 2, 3, 4; P = +1$, фотоны типа M1, E2, M3, E4; преобладают фотоны типа M1 и E2.

12. Определить порядок запрета следующих β -переходов:
1. $\text{Sr}^{89}(5/2^+) \rightarrow \text{Y}^{89}(1/2^-)$;
 2. $\text{Cl}^{36}(2^+) \rightarrow \text{Ar}^{36}(0^+)$;
 3. $\text{Cs}^{137}(7/2^+) \rightarrow \text{Ba}^{137}(3/2^+)$.
13. Перечислить основные характеристики радиоактивных ядер.
14. Какими методами можно измерить периоды полураспада атомных ядер, имеющие следующие значения:
- 1) 10^6 лет;
 - 2) 1 с;
 - 3) 10^{-12} с;
 - 4) 10^{-20} с.
15. В каком случае атомные ядра могут испускать запаздывающие α -частицы?

ГЛАВА 4. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

4.1. Классификация ядерных реакций

Благодаря действию ядерных сил две частицы (два ядра или ядро и нуклон) при сближении до расстояний порядка 10^{-13} см вступают между собой в интенсивное ядерное взаимодействие, приводящее к преобразованию ядра. Этот процесс называется ядерной реакцией. Во время ядерной реакции происходит перераспределение энергии и импульса обеих частиц, которое приводит к образованию нескольких других частиц, вылетающих из места взаимодействия.

Известно много различных типов реакций. В зависимости от частиц, вызывающих реакции, их можно классифицировать на реакции под действием нейтронов, под действием заряженных частиц и под действием γ -квантов. Последние идут под действием не ядерного, а электромагнитного взаимодействия, но также относятся к ядерным реакциям, так как взаимодействие происходит в области ядра и приводит к его преобразованию. К ядерным реакциям можно отнести и кулоновское возбуждение ядра, т. е. изменение его внутреннего состояния за счет электромагнитного взаимодействия с заряженной частицей (без попадания частицы в ядро).

Отметим, что именно ядерные реакции дают наиболее широкую информацию о свойствах ядер. Поэтому изучение ядерных реакций является самой главной задачей ядерной физики.

В общем виде ядерное взаимодействие можно записать в форме

$$a_1 + a_2 \rightarrow b_1 + b_2 + \dots, \quad (4.1)$$

где a_1 и a_2 – частицы, вступающие в реакцию, а b_1 и $b_2 \dots$ – частицы, образующиеся в результате реакции (продукты реакции).

Наиболее распространенным типом ядерной реакции является взаимодействие легкой частицы a с ядром X , в результате чего образуется частица b и ядро Y . Это записывают символически так:

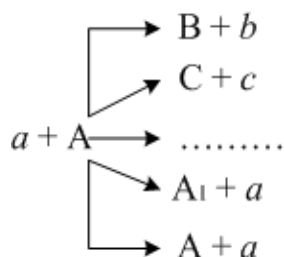
$$a + X \rightarrow Y + b, \quad (4.2)$$

или в сокращенном виде

$$X(a, b)Y. \quad (4.3)$$

Роль частиц a и b чаще всего выполняют нейтрон n , протон p , дейтрон d , α -частица и γ -квант.

Процесс (4.2) обычно происходит неоднозначно, так как реакция может идти несколькими конкурирующими способами, т. е. частицы, рождающиеся в результате ядерной реакции (4.2), могут быть разными:



Разные возможности протекания ядерной реакции на втором этапе иногда называют каналами реакции. Начальный этап реакции называется входным каналом.

Два последних канала реакции относятся к случаям неупругого ($A_1 + a$) и упругого ($A + a$) ядерного рассеяния. Эти частные случаи ядерного взаимодействия отличаются от других тем, что продукты реакции совпадают с частицами, вступающими в реакцию, причем при упругом рассеянии сохраняется не только тип ядра, но и его внутреннее состояние, а при неупругом рассеянии внутреннее состояние ядра изменяется (ядро переходит в возбужденное состояние).

При изучении ядерной реакции представляет интерес идентификация каналов реакции, сравнительная вероятность протекания ее по разным каналам при различных энергиях падающих частиц.

Ядра могут находиться в различных энергетических состояниях. Состояние стабильного или радиоактивного ядра, которое соответствует минимальной энергии (массе) E_0 называется основным.

Из квантовой механики известно, что между энергией состояния и его временем жизни имеет место соотношение Гейзенберга:

$$\Delta E = \hbar / \Delta t, \tag{4.4}$$

где ΔE – ширина соответствующего уровня энергии; Δt – время жизни уровня. Таким образом, каждый уровень имеет вполне определенную ширину.

Вероятность ω того, что ядро имеет определенное значение энергии вблизи данного уровня, носит резонансный характер. За ширину уровня принимают Γ ширину резонанса на половине его высоты. Тогда время жизни данного состояния определяется выражением:

$$\tau = \hbar / \Gamma. \tag{4.5}$$

Возбужденные ядра, испытывают различные виды энергетических переходов. Энергия возбуждения может сбрасываться по различными каналами (переходя ядра в основное состояние): испускания γ -квантов,

деление ядра и т. д. По этой причине вводится понятие парциальной ширины уровня Γ_i . Парциальная ширина резонансного уровня есть вероятность распада по i -му каналу. Тогда вероятность распада в единицу времени ω может быть представлена в виде:

$$\omega = \sum_i \omega_i = \sum_i \Gamma_i / \hbar. \quad (4.6)$$

Также большой интерес представляет энергия и угловое распределение образующихся частиц, и их внутреннее состояние (энергия возбуждения, спин, четность, изотопический спин).

Многие сведения о ядерных реакциях могут быть получены в результате применения законов сохранения.

4.2. Эффективное сечение ядерной реакции.

Выход ядерной реакции

Процесс взаимодействия двух частиц носит вероятностный характер.

Мерой взаимодействия двух частиц является эффективное сечение ядерной реакции σ . Наглядно σ интерпретируется как площадь сечения ядра X , попадая в которую налетающая частица вызывает реакцию.

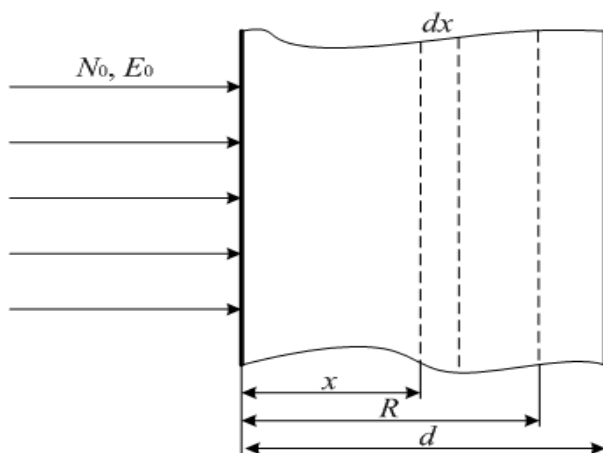


Рис. 4.1. x – глубина, на которой рассматривается взаимодействие подающих частиц с ядрами мишени, R – пробег частицы в веществе, d – толщина мишени

Эффективное сечение реакции определяет вероятность протекания ядерного процесса (вероятность возникновения определенной реакции) и называется называемым парциальным эффективным сечением. Полное эффективное сечение взаимодействия частицы с ядром равно сумме парциальных сечений всех возможных при данных энергиях реакций.

Число ядерных превращений, приходящихся на одну бомбардирующую частицу, называемое выходом реакции, зависит от характера

превращения и энергии бомбардирующей частицы. Если энергия для всех бомбардирующих частиц имеет одно определенное значение E , то выход Y определяется выражением:

$$Y = n\sigma R,$$

где Y – выход реакции; n – концентрация ядер мишени, $\text{яд}/\text{см}^3$; σ – эффективное сечение реакции, см^2 ; R – пробег частицы в веществе, см .

Это выражение справедливо только для тонкой мишени, т. е. для мишени такой толщины, в которой потери энергии бомбардирующих частиц малы. В противном случае условие одинаковости энергии бомбардирующих частиц не соблюдается и выражение для выхода усложняется, так как сечение реакций сильно зависит от энергии E (см. рис. 4.2).

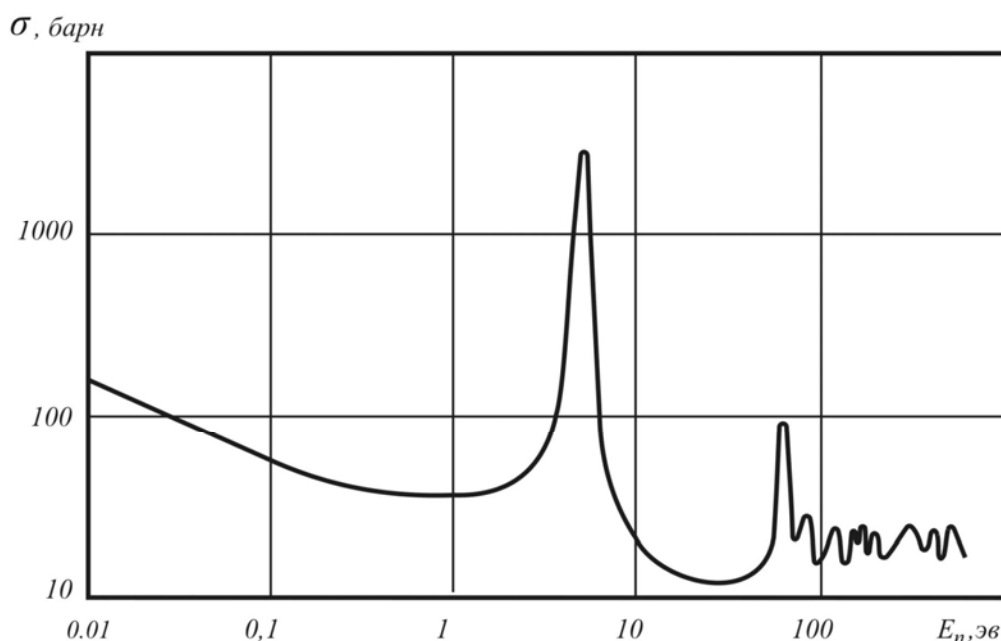


Рис. 4.2. Зависимость полного эффективного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами золота от энергии нейтронов

Таким образом, выход при тонкой мишени пропорционален сечению реакции и толщине мишени. С точки зрения выхода выгодно пользоваться толстой мишенью, т. е. такой, в которой бомбардирующие частицы теряют энергию до полного торможения и, следовательно, толщина которой превосходит длину пробега бомбардирующих частиц. Однако в толстой мишени ($d > R$) бомбардирующие частицы любой энергии от начальной до нулевой могут вступать в реакцию. Именно Y является непосредственно измеряемой величиной, а зная Y и n с помощью (4.8) можно найти и σ :

Толстой называют мишень, толщина которой больше пробега в ней бомбардирующей частицы, т. е. $d > R$. При движении заряженной частицы в толстой мишени ($d > R$) ядерное взаимодействие может произойти в лю-

бом месте ее пути x , которому соответствует кинетическая энергия $T(x)$. Чем больший путь прошла частица до ядерного взаимодействия, тем до меньшей энергии она затормозилась. Но вероятность ядерного взаимодействия есть сложная функция энергии, оставляющими которой является закон $1/v$, возможные резонансные процессы и рост прозрачности барьера с ростом энергии. Поэтому для определения вероятности ядерного взаимодействия заряженных частиц необходимо знать, до какой энергии успела затормозится частица к моменту ядерного взаимодействия.

Выход от толстой мишени можно подсчитать, если известны зависимость сечения реакции от энергии частиц и закон потерь энергии в зависимости от толщины мишени. В тонком слое dx , находящемся на глубине x , выход равен:

$$dY = \sigma(x)ndx,$$

Полная действующая глубина мишени равна пробегу бомбардирующих частиц R , и, следовательно, полный выход равен:

$$Y = n \int_0^R \sigma(x)dx. \quad (4.11)$$

Обычно сечение реакций σ известно (если оно известно вообще) как функция энергии E бомбардирующей частицы, поэтому интеграл удобнее преобразовать к переменной E . Если мы введем под интеграл $\sigma(E)$ вместо $\sigma(x)$, то вместо dx нужно подставить:

$$\frac{dx}{dE} dE = \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE,$$

и соответственно изменить пределы интегрирования, учитывая, что глубине 0 соответствует энергия E_0 , а глубине R – энергия $E = 0$. Тогда интеграл превращается в

$$Y(E) = n \int_{E_0}^0 \frac{\sigma(E)}{\frac{dE}{dx}} dE = n \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E)}{-\frac{dE}{dx}} dE = n \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E) dE}{\left| \frac{dE}{dx} \right|}. \quad (4.12)$$

Из формулы (4.12) следует, что выход ядерной реакции при данной энергии E действительно является функцией сечения $\sigma(E)$ и $-dE/dx$ (ионизационный потери):

$$\frac{dY}{dE} = n \cdot \frac{\sigma(E)}{\left| \frac{dE}{dx} \right|}, \quad (4.12.1)$$

и

$$\sigma(E) = \frac{1}{n} \cdot \frac{dY}{dE} \cdot \left| \frac{dE}{dx} \right|. \quad (4.12.1)$$

Следовательно, измерение выхода из толстой мишени для разных энергий бомбардирующих частиц дает возможность определить зависимость сечения реакции от энергии. Однако производная экспериментальной кривой определяется всегда менее точно, чем сама кривая, поэтому этот способ определения сечения оказывается довольно грубым.

Ионизационные потери энергии тяжелой заряженной частицы (например, протона или альфа-частицы) в веществе можно рассчитать по формуле Бете-Блоха:

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| = \frac{2\pi e^4 n Z z^2}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \text{ МэВ/см}, \quad (4.13)$$

где A – массовое число ядер вещества, а.е.м; Z – порядковый номер ядер вещества; z – порядковый номер падающей частицы; m_e – масса электрона; c – скорость света; $\beta = v/c$ (v – скорость частицы); $I \approx 13,5 \cdot Z$ эВ – средний потенциал ионизации атома вещества с порядковым номером Z .

В нерелятивистском случае ионизационные потери можно вычислить по формуле:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \left| \frac{dE}{dx} \right| \approx 0,30711 \frac{Z z^2}{\beta^2 A} \ln \frac{2m_e v^2}{I}, \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}. \quad (4.13.1)$$

Эффективные сечения различных ядерных реакций колеблются в очень широких пределах и, кроме того, для каждой реакции обнаруживают довольно сложную зависимость от энергии бомбардирующих частиц. Общий характер зависимости σ от E существенно определяется энергией реакции. Энергия реакции Q считается положительной для экзотермических реакций, т. е. реакций, идущих с выделением энергии (сумма кинетических энергий продуктов реакции больше суммы кинетических энергий реагирующих частиц), и отрицательной для эндотермических реакций.

Экзотермические ядерные реакции возможны при любой энергии бомбардирующих частиц. Но заряженная частица с малой кинетической энергией наталкивается на потенциальный барьер ядра, и сечение реакции при этих условиях определяется проникаемостью барьера. Проницаемость барьера отлична от нуля при любой даже очень малой энергии E , поэтому сечение экзотермической реакции также отлично от нуля уже при очень малых значениях E . Проницаемость барьера экспоненциально возрастает с энергией частицы, то и сечение возрастает экспонен-

циально. Когда энергия частицы достигает значений, близких к энергии барьера B_l , рост сечения прекращается, сечение достигает некоторого предела, почти не меняющегося с дальнейшим ростом энергии. Абсолютное значение сечения в этой области близко к геометрическому сечению ядра $\pi R^2 = \pi r_0^2 A^{2/3}$ ($R = r_0 A^{1/3}$ – радиус ядра, A – массовое число), если реакция с испусканием нейтрона является единственно возможной, т. е. не существует конкурирующих процессов распада ядра. При наличии конкурирующих процессов геометрическое сечение πR^2 делится между ними, и сечение реакции с испусканием нейтрона может быть значительно меньше πR^2 .

В некоторых случаях плавная зависимость (см. рис. 4.2) нарушается резонансными эффектами. Если энергия возбуждения E^* составного ядра, образующегося из бомбардируемого ядра и бомбардирующей частицы, равна энергии одного из его квантовых квазистационарных состояний, то сечение реакции резко возрастает при соответствующем значении E . Так как энергия возбуждения составного ядра равна сумме $E + \varepsilon$, где ε – энергия связи бомбардирующей частицы в составном ядре, а E – ее начальная кинетическая энергия, то условие резонанса $E + \varepsilon = E_i$ выполняется только при одном значении E для каждого уровня. Пример резонансной зависимости сечения от E представляется в реакциях $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$, $\text{T}(d, n)\text{He}^4$ и др. В этом случае σ может быть заметно больше геометрического сечения πR^2 . Для большинства ядер существует аналогичная зависимость сечения от энергии. Но имеются, например, такие ядра, как Li^7 , B^{10} и т. п., у которых при любой величине энергии эффективное сечение изменяется только по закону $1/v$.

Таким образом, из-за волновых и квантовых свойств частиц сечение σ может оказаться в тех или иных случаях, как меньше геометрического сечения, так и больше (причем, иногда весьма значительно). Это зависит как от самих взаимодействующих частиц, так и от кинетической энергии налетающей частицы a .

Эндотермические реакции возможны только при энергии бомбардирующей частицы, превышающей некоторый предел, называемый порогом реакции $K_{\text{пор}}$. Следовательно, сечение реакции равно нулю при $E < K_{\text{пор}}$. Значение порога $K_{\text{пор}}$ не равно абсолютному значению энергии реакции – Q , а всегда превышает его, так как часть кинетической энергии бомбардирующей частицы передается составному ядру, которое принимает ее импульс. Связь между $K_{\text{пор}}$ и Q выражается простой формулой, вытекающей из законов сохранения энергии и импульса

$$K_{\text{пор}} = -\frac{m+M}{M}Q = -\left(1 + \frac{m}{M}\right)Q,$$

где M и m – массы бомбардируемого ядра и бомбардирующей частицы соответственно. Чем меньше отношение m/M , тем ближе значение порога $K_{\text{пор}}$ к значению энергии реакции $-Q$.

Выход из толстой мишени, определяемый приведенной выше интегральной зависимостью σ от dE/dx , очевидно, всегда монотонно возрастает с энергией бомбардирующих частиц. В тех случаях, когда сечение можно считать не зависящим от энергии (например, когда энергия бомбардирующих частиц много больше энергии барьера и сечение остается постоянным в большом интервале энергий), выход можно считать пропорциональным пробегу бомбардирующих частиц. В самом деле, вынося σ из-под интеграла, получим

$$Y = n \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E)}{\frac{dE}{dx}} dE = n\sigma R.$$

Мы не будем углубляться в дальнейшие детали, но на одно обстоятельство следует обратить внимание. Геометрическое сечение ядра имеет порядок $\sim 10^{-24}$ см². Эту величину принимают за единицу ядерных сечений и называют барном (бн), 1 барн = 10^{-24} см².

4.3. Типы ядерных реакций

Одной из основных задач экспериментальных исследований в области ядерной физики была и остается до сих пор задача получения информации о строении атомного ядра. Такая информация может быть получена, прежде всего, в ядерных реакциях, то есть в процессах взаимодействия исследуемого ядра с теми или иными налетающими частицами, в результате которых образуется новое конечное ядро и вылетают разнообразные частицы-продукты. Анализ угловых, энергетических, массовых и других распределений частиц-продуктов, энергий возбуждения конечного ядра, измеренных при различных энергиях тех или иных налетающих частиц позволяет получать информацию о строении ядра-мишени.

Установлено, что реакции, вызываемые не очень быстрыми частицами, протекают в два этапа. Первый этап – это захват налетающей частицы a ядром X с образованием составного (или промежуточного) ядра. При этом энергия частицы a быстро перераспределяется между всеми нуклонами ядра, и составное ядро оказывается в возбужденном состоянии. В этом состоянии ядро пребывает до тех пор, пока в результате внутренних флуктуации на одной из частиц (которая может состоять и из нескольких нуклонов) не сконцентрируется энергия, достаточная для вылета ее из ядра.

Такой механизм протекания ядерной реакции был предложен Н. Бором (1936 г.) и впоследствии подтвержден экспериментально. Эти реакции иногда записывают с указанием составного ядра C , как например



где звездочка у C указывает на то, что ядро C^* возникает в возбужденном состоянии.

Составное ядро C^* существует достаточно долго – по сравнению с «ядерным временем», т. е. временем пролета нуклона с энергией порядка 1 МэВ ($v = 10^9$ см/с) расстояния, равного диаметру ядра. Ядерное время $\tau_{\text{я}} \approx 10^{-21}$ с. Время же жизни составного ядра в возбужденном состоянии – 10^{-14} с. Т. е. в ядерном масштабе составное ядро живет действительно очень долго ($\sim 10^7 \tau_{\text{я}}$). За это время в ядре может произойти множество столкновений нуклонов между собой, а значит перераспределение энергии между нуклонами действительно возможно. Следовательно, составное ядро «живет» настолько долго, что все следы истории его образования исчезают. Поэтому распад составного ядра – вторая стадия реакции – протекает независимо от способа образования составного ядра.

Реакции, идущие через составное ядро, подразделяются на резонансные и не резонансные. Поясним смысл этих терминов. Как мы знаем, энергия возбуждения ядра может принимать только дискретный ряд значений, соответствующих уровням ядра. Однако при более точном рассмотрении оказывается, что представление об уровнях с точно фиксированной энергией справедливо только в отношении основных состояний стабильных ядер. Все остальные уровни ядер не обладают определенной энергией они в той или иной степени «размазаны» по энергии. Оценку ширины Γ размытия уровня можно получить из соотношения неопределенностей время-энергия. Согласно этой оценке $\Delta E = \Gamma/2 = \hbar/2\tau$. Ширинами уровня тем больше, чем короче его время жизни. Мы говорили, что ядро может возбуждаться только на энергию, соответствующую одному из его уровней. Поэтому и составное ядро может образоваться лишь в том случае, если энергия налетающей частицы попадает в интервал Γ неопределенности положения уровня.

Если ширины уровней составного ядра меньше расстояний между ними, то при фиксированной энергии падающих частиц реакция может идти, лишь через одиночный уровень. Зависимостей сечения реакции от энергии будет носить резонансный характер. Соответственно этому и реакции такого типа называются резонансными.

Если же уровни расположены настолько густо, что расстояниями между ними меньше их ширин, то уровни сливаются друг с другом. В этом случае реакция будет идти при любой энергии.

В настоящее время известно, что не все наблюдающиеся на опыте реакции можно объяснить при помощи боровского механизма образования и распада промежуточного ядра.

Изучение выхода, энергетического спектра и углового распределения продуктов некоторых ядерных реакций, идущих под действием частиц с энергией, превышающей десятки МэВ, привело к результатам, которые противоречат боровской концепции.

Так, например, угловое распределение неупруго рассеянных быстрых нейтронов на свинце обнаруживает асимметрию вперед (в с.ц.и.), которую нельзя объяснить механизмом образования промежуточного ядра. Аналогичные результаты наблюдаются и для реакций с тяжелыми ионами. Соответственно в этих случаях энергетический спектр вылетающих частиц отличается от максвелловского (каким он должен был бы быть в случае справедливости боровской концепции) избытком быстрых частиц.

Совершенно необычно с точки зрения боровского механизма протекают многие реакции под действием дейтронов, для которых этот механизм не позволяет объяснить ни функцию возбуждения, ни угловое распределение вылетающих частиц.

Очень интересные результаты были получены при сравнении реакций ${}^7\text{N}^{14}(n, \alpha){}_5\text{B}^{11}$ и ${}^7\text{N}^{14}(n, p){}_6\text{C}^{14}$. Эти обе реакции идут с образованием одного и того же промежуточного ядра ${}^7\text{N}^{15}$, т. е. протекают по боровскому механизму. Вместе с тем детальное исследование этих реакций при энергии нейтронов 2...4 Мэв показало, что первая реакция имеет в 30 раз больший выход, чем вторая. Этот результат не согласуется с боровской концепцией, по которой из возбужденного промежуточного ядра с наибольшей вероятностью должны испускаться нуклоны. Таким образом, рассматриваемые реакции могут идти не только через стадию образования промежуточного ядра, но и как-то иначе.

Для объяснения всех этих особенностей протекания ядерных реакций был предложен другой механизм, получивший общее название прямого ядерного взаимодействия. Происхождение этого названия связано с тем, что в реакциях прямого взаимодействия переход от начального состояния ядра к конечному осуществляется прямо, непосредственно, т. е. без промежуточного этапа образования составного ядра.

В соответствии с этим механизмом взаимодействие быстрого нуклона с ядром следует рассматривать как двухчастичное взаимодействие падающего нуклона с одним или несколькими нуклонами ядра-мишени. Понятно, что в результате такого процесса рассеянный нуклон должен лететь преимущественно вперед.

Прямое взаимодействие двух ядер происходит путем передачи одного или нескольких нуклонов от одного ядра к другому.

Типичная реакция прямого взаимодействия – это реакция срыва, когда налетающей частицей является, например, дейтрон. При попадании одного из нуклонов дейтрона в область действия ядерных сил он будет захвачен ядром, в то время как другой нуклон дейтрона окажется вне зоны действия ядерных сил и пролетит мимо ядра. Символически реакцию срыва записывают как (d, n) или (d, p).

При бомбардировке ядер сильно взаимодействующими частицами с очень высокой энергией (от нескольких сотен МэВ и выше) ядра могут «взрываться», распадаясь на множество мелких осколков. При регистрации такие взрывы оставляют след в виде многолучевых звезд.

Если бомбардирующая частица представляет собой достаточно сложное ядро (в настоящее время на ускорителях можно получать ионы многих легких элементов, включая ${}_{10}\text{Ne}$), то процессы передачи становятся весьма разнообразными, так как в них могут участвовать целые ядра (например, ${}_{2}\text{He}^4$, ${}_{1}\text{H}^3$) или группы нуклонов (например, $2\dots 3 p$ или $2\dots 3 n$). Кроме того, становится возможным (запрещенный для дейтона законом сохранения изотопического спина) процесс взаимного обмена разными нуклонами между бомбардирующим ядром и ядром-мишенью.

Изучение реакции прямого взаимодействия очень важно с точки зрения ядерной спектроскопии, так как прямой переход от начального состояния ядра к конечному (без образования составного ядра) упрощает задачу определения параметров одного из них по известным характеристикам другого (нет необходимости учитывать характеристики возбужденного промежуточного ядра).

4.4. Энергия реакции

Принято говорить, что ядерные реакции могут происходить как с выделением, так и с поглощением энергии. Это надо понимать так. Пусть E_0 и E'_0 – суммы энергий покоя исходных частиц и продуктов реакции. Полная энергия в реакции сохраняется, т. е.:

$$E_0 + K = E'_0 + K', \quad (4.15)$$

где K и K' – суммарные кинетические энергии исходных частиц и продуктов реакции. Из этого равенства следует, что убыль суммарной энергии покоя ($E_0 - E'_0$) равна приращению суммарной кинетической энергии ($K' - K$) и наоборот. Эти величины и называют энергией реакции Q :

$$Q = E_0 - E'_0 = K' - K. \quad (4.16)$$

Реакции с $Q > 0$ называют экзоэнергетическими (с выделением энергии, кинетической), реакции же с $Q < 0$ – эндоэнергетическими.

Часто ядерную реакцию с учетом Q записывают так:

$$A(a, b)B + Q.$$

Для расчетов формулу (4.16) удобнее представить в другом виде – через массы или, еще лучше, – через дефекты масс Δ нуклидов (если пользоваться таблицами). Тогда

$$Q = \left\{ \begin{array}{l} (m_a + m_A) - (m_b + m_B), \\ (V_a + V_A) - (V_b + V_B). \end{array} \right\}.$$

4.4.1. Энергетическая схема ядерной реакции

подавляющее большинство экспериментальных исследований выполняется в лабораторной системе отсчета (L -системе), где мишень покоится. В теоретических же расчетах удобнее система центра масс или система центра инерции (C -система), в которой суммарный импульс сталкивающихся (и образующихся) частиц равен нулю. Результаты, полученные в C -системе, при необходимости можно пересчитать в L -систему.

Отметим попутно, что в экспериментальных исследованиях под энергией частицы всегда понимают ее кинетическую энергию K ; для безмассовых частиц K совпадает с энергией частицы. Этому будем следовать и мы в дальнейшем (для краткости).

Приведем без вывода основные соотношения, определяющие для системы из двух частиц с массами m и M импульс \tilde{p} каждой частицы и суммарную кинетическую энергию K обеих частиц в C -системе:

$$\tilde{p} = \mu v_{\text{отн}}, \quad \tilde{K} = \frac{\tilde{p}^2}{2\mu}, \quad \mu = \frac{mM}{m+M}, \quad (4.17)$$

где μ – приведенная масса системы, $v_{\text{отн}}$ – относительная скорость частиц $|v_m - v_M|$. Заметим, что эта скорость одинакова в L - и C -системах.

Чаще всего мы будем иметь дело с ядерной реакцией:

$$M(m, m')M + Q,$$

где m – масса налетающей частицы, M – масса покоящегося ядра мишени. В этом случае связь между \tilde{K} и энергией K_m налетающей частицы определяется согласно (4.17) как

$$\tilde{K} = \frac{\mu v_{\text{отн}}}{2} = \frac{\mu}{m} K_m.$$

Из условия $\tilde{K}' - \tilde{K} = Q$ следует, что $\tilde{p}'^2 / 2\mu' - (\mu/m)K_m = Q$, где μ' – приведенная масса продуктов реакции. Отсюда

$$\tilde{p}' = \sqrt{2\mu' \left(\frac{\mu}{m} K_m + Q \right)}.$$

Это значит, что зная энергию K_m налетающей частицы и энергию реакции Q , мы можем определить импульс \tilde{p}' каждой частицы, возникшей после реакции, а также их суммарную кинетическую энергию \tilde{K}' . И наоборот, зная \tilde{p}' и Q , можно определить K_m .

Из механики известно, что кинетическая энергия K системы частиц может быть представлена как:

$$K = \tilde{K} + K_c,$$

где \tilde{K} – кинетическая энергия этой системы частиц в \mathcal{C} -системе, а K_c – кинетическая энергия, связанная с движением системы как целого, т. е. с движением центра масс C системы, Энергия K_c сохраняется и в реакции не участвует, поэтому формулу (4.17) мы можем представить в виде

$$Q = K' - K = \tilde{K}' - \tilde{K}.$$

Изобразим для наглядности схему ядерной реакции в энергетической шкале в \mathcal{C} -системе для двух случаев:

- 1) $Q > 0$, реакция экзоэнергетическая (см. рис. 4.3),
- 2) $Q < 0$, реакция эндоэнергетическая (см. рис. 4.4).

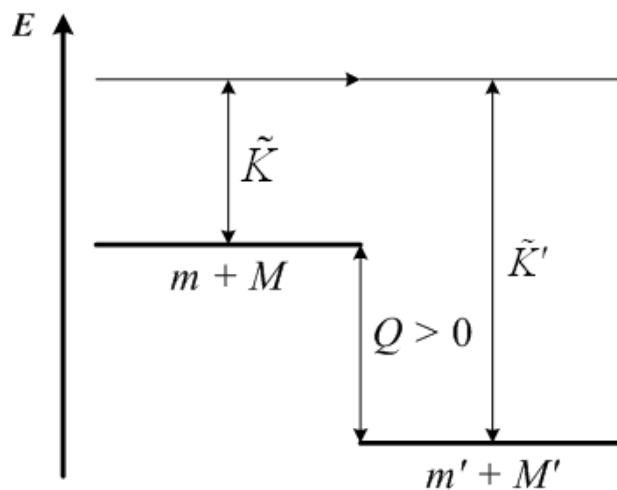
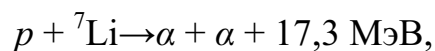


Рис. 4.3. Схема экзоэнергетической ядерной реакции

Из этих рисунков видно, что, во-первых, всякая реакция, обратная экзоэнергетической, будет эндоэнергетической. Примером может служить реакция



а обратная реакция

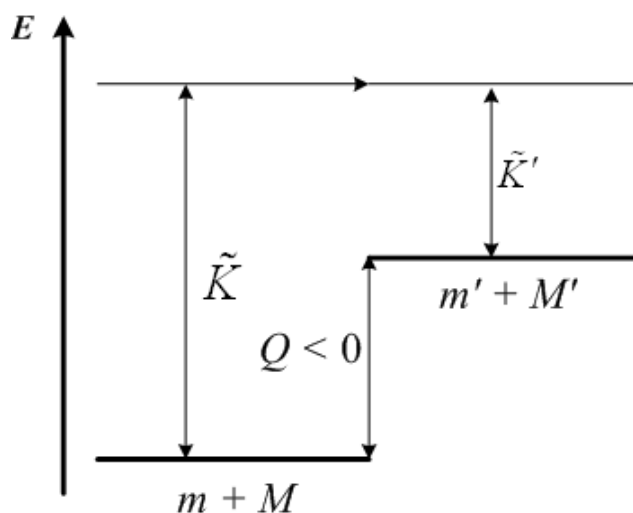
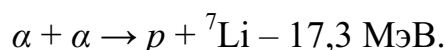


Рис. 4.4. Схема эндоэнергетической ядерной реакции

Во-вторых, экзоэнергетическая реакция может идти при сколь угодно малой энергии сталкивающихся частиц (если нет каких-либо запретов на ту или иную реакцию). Эндоэнергетическая же реакция может идти только тогда, когда суммарная энергия \tilde{K} сталкивающихся частиц (в \mathcal{C} -системе) превосходит некоторое минимальное значение, которое называют порогом реакции.

4.4.2. Порог реакции

Существенно отметить, что порог реакции, т. е. минимальная энергия $K_{\text{пор}}$ налетающей частицы измеряется всегда в \mathcal{L} -системе, где ядра мишени покоятся.

Найдем выражение для $K_{\text{пор}}$ налетающей частицы. Этот вопрос наиболее просто решается в \mathcal{C} -системе, где ясно (см. рис. 4.5), что суммарная кинетическая энергия \tilde{K} частиц до столкновения во всяком случае должна быть не меньше $|Q|$, т. е. $\tilde{K} \geq |Q|$.

Отсюда следует, что существует минимальное значение $\tilde{K}_{\text{мин}} = |Q|$ при котором кинетическая энергия системы целиком пойдет на создание покоящихся в \mathcal{C} -системе частиц m' и M .

Теперь перейдем в \mathcal{L} -систему. Так как в \mathcal{C} -системе при $\tilde{K}_{\text{мин}}$, образовавшиеся частицы m' и M покоятся, то это значит, что в \mathcal{L} -системе при соответствующем значении пороговой энергии $K_{\text{пор}}$ налетающей частицы обе частицы, m' и M , после образования будут двигаться как единое целое, причем с суммарным импульсом, равным импульсу p налетающей частицы, и кинетической энергией $p^2/2(m + M)$. Поэтому

$$K_{\text{пор}} = |Q| + p^2/2(m + M),$$

а так как $K_{\text{пор}} = p^2/2m$, то, исключив p^2 из этих двух уравнений, получим

$$K_{\text{пор}} = \frac{m + M}{M} |Q|. \quad (4.18)$$

Это и есть пороговая кинетическая энергия налетающей частицы m , начиная с которой данная эндоэнергетическая реакция становится энергетически возможной.

В ядерной физике обычно можно ограничиться нерелятивистской формулой (4.18). Но в процессах с участием релятивистских частиц следует исходить из инвариантности выражения:

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 = \text{inv},$$

где E – полная энергия системы.

Например, в случае расщепления атомного ядра массы m под действием γ -кванта при пороговом значении его энергии $\varepsilon_{\text{пор}}$ мы имеем:

$$(\varepsilon_{\text{пор}} + mc^2)^2 - \varepsilon_{\text{пор}}^2 = (m_1 + m_2 + \dots)^2 c^4.$$

Здесь левая часть равенства записана в \mathcal{L} -системе, а правая – в \mathcal{C} -системе, где образовавшиеся частицы покоятся (при $\varepsilon_{\text{пор}}$). Из этого равенства получим

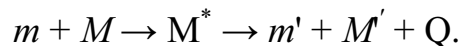
$$\varepsilon_{\text{пор}} = \frac{(m_1 + m_2 + \dots)^2 - m^2}{2m} c^2 = \frac{(m_1 + m_2 + \dots - m)(m_1 + m_2 + \dots + m)}{2m} c^2. \quad (4.19)$$

Из последних двух скобок в числителе первая представляет собой энергию эндоэнергетической реакции $|Q|$, а вторая равна $|Q| + 2mc^2$. В результате (4.19) примет вид:

$$\varepsilon_{\text{пор}} = |Q| \cdot \left(1 + \frac{|Q|}{2mc^2} \right). \quad (4.20)$$

Это и есть выражение для пороговой энергии γ -кванта в случае эндонергетической реакции, энергия Q которой известна.

Приведем в заключение энергетическую схему ядерной реакции, проходящей через составное ядро M^* :



Эта схема показана на рис. 4.5. Здесь $m + M$ и $m' + M'$ – суммы масс частиц до и после реакции, \tilde{K} и \tilde{K}' – суммарные энергии частиц в \mathcal{C} -системе, E^* – энергия возбуждения составного ядра, Q^* – энергия реакции. На рисунке показаны также уровни составного ядра, они обозначены цифрами 1, 2, 3, ...

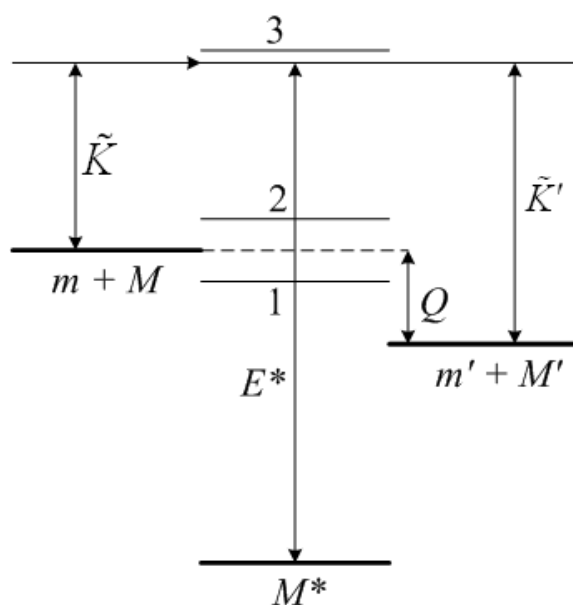


Рис. 4.5. Схема ядерной реакции идущей через образование составного ядра

Варьируя энергию налетающей частицы, т. е. \tilde{K} в \mathcal{C} -системе, можно обнаружить, что вероятность распада составного ядра ω (выход Y ядерной) реакции вблизи каждого уровня плавно меняется, проходя через максимум.

4.5. Взаимодействие нейтронов с ядрами

Взаимодействие нейтронов с ядрами составляют, самый обширный и разнообразный класс ядерных взаимодействий. Объясняется это тем, что нейтроны (наряду с протонами) входят в состав любого ядра, в котором они прочно связаны ядерными силами. Поэтому при сближении с ядром нейтроны должны эффективно взаимодействовать, причем в отличие от протонов, которые из-за кулоновского барьера не могут

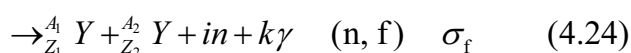
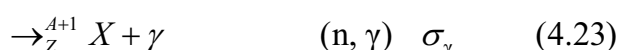
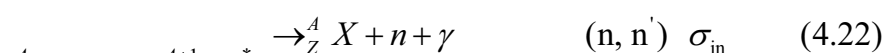
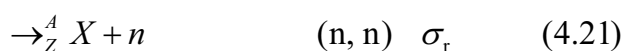
эффективно взаимодействовать с ядром при малых энергиях, нейтроны не имеющие заряда, взаимодействуют с ядром и при малых энергиях.

4.5.1. Классификация ядерных реакций

Первичную классификацию взаимодействий нейтрона с ядром можно свести к двум процессам: упругому рассеянию в поле ядерных сил (потенциальное рассеяние), либо захвату нейтрона ядром с образованием составного ядра.

Взаимодействие первого типа сопровождается только перераспределением энергии между нейтроном и ядром мишенью.

Взаимодействие второго типа в соответствии с гипотезой Бора протекает в два этапа: на первом этапе нейтрон поглощается ядром-мишенью ${}_Z^AX^A$, в результате чего возникает промежуточное ядро ${}_Z^AX^{A+1}$ в возбужденном состоянии – на втором этапе промежуточное ядро сбрасывает энергию возбуждения тем или иным каналом (испуская ту или иную частицу). Сказанное можно записать так:



Столкновение нейтрона с ядром без образования промежуточного ядра, когда происходит обмен только кинетической энергией нейтрона с ядром (процесс, аналогичный соударению двух абсолютно упругих тел), называется реакцией упругого потенциального рассеяния. Реакция (4.21) в ходе которой промежуточное ядро после испускания нейтрона оказывается в основном состоянии, с точки зрения обмена энергией нейтрона с ядром ничем не отличается от потенциального рассеяния и называется реакцией упругого резонансного рассеяния. Однако вероятность этих процессов весьма различны и по-разному зависят от кинетической энергии налетающего нейтрона.

В реакции (4.22) промежуточное ядро после испускания нейтрона оказывается в возбужденном состоянии и остаток энергии возбуждения сбрасывает в виде γ -кванта. Эта реакция, называемая реакцией неупругого рассеяния, также приводит к снижению энергии нейтрона, но при этом часть его кинетической энергии уносится в виде энергии γ -кванта.

В реакции (4.23) вся энергия возбуждения промежуточного ядра сбрасывается в виде γ -кванта и в основном состоянии остается ядро более тяжелого изотопа, имеющего массовое число на единицу больше,

чем у ядра-мишени. Эта реакция называется реакцией радиационного поглощения.

Реакция (4.24) реакция деления – может протекать на тяжелых ядрах, для которых процесс деления один из энергетически выгодных каналов сброса энергии возбуждения.

4.6. Ядерные реакции под действием заряженных частиц. Ядерный фотоэффект

4.6.1 Реакции под действием α -частиц

Первая ядерная реакция была осуществлена в 1919 г. Резерфордом, который использовал в качестве бомбардирующих частиц α -частицы, испускаемые тяжелыми α -радиоактивными ядрами. В течение длительного времени реакции под действием α -частиц были единственным известным видом ядерных реакций.

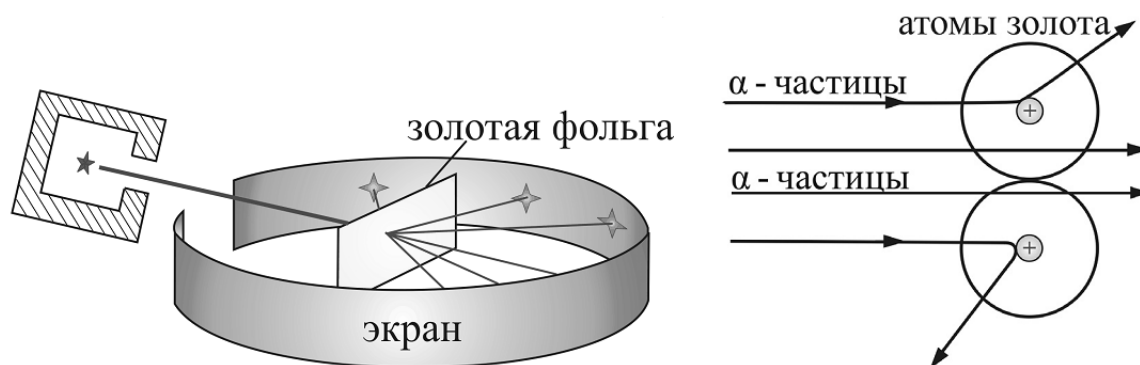


Рис. 4.6. Прохождение α -частиц через золотую фольгу

Только в 1932 г., когда Чедвик открыл нейтрон, а Кокрофт и Уолтон предложили способ искусственного ускорения протонов, появилась возможность изучать реакции, идущие под действием нейтронов и протонов.

Естественно, что под действием α -частиц α -радиоактивных ядер можно было изучать ядерные реакции только на легких ядрах (см. рис. 4.6), так как тяжелые ядра имеют высокий кулоновский барьер $[(B_K)_\alpha \approx 25 \text{ МэВ}]$, величина которого значительно превышает кинетическую энергию даже наиболее энергичных α -частиц $[T_\alpha(\text{ThC}''') = 8,95 \text{ МэВ}]$.

При изучении реакций (α, b) были получены первые сведения о строении ядра. Используя естественные α -излучатели, физики установили некоторые закономерности протекания ядерных реакций, на которых построена, например, модель составного ядра. Кроме первой реакции ${}^7\text{N}^{14}(\alpha, p){}_8\text{O}^{17}$ был открыт ряд реакций, имеющих большое значение для развития ядерной физики. К ним относятся прежде всего реакции

(α , n). При бомбардировке бериллия α -частицами в реакции ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$ были получены самые удобные снаряды для бомбардировки ядер – нейтроны. До настоящего времени (α , n)-реакции используют в качестве лабораторных источников нейтронов.

Большинство (α , n)-реакций заканчивается возникновением нестабильных изотопов с позитронной активностью. В этих реакциях получают некоторые искусственные радиоизотопы.

Высота потенциального барьера ядер для протонов в два раза меньше, чем для α -частиц. Вследствие этого ядерные превращения с протонами идут при более низких энергиях. Однако в природе нет излучателей протонов. Поэтому протонные снаряды необходимой энергии получают только в ускорителях заряженных частиц.

Впервые расщепление лития протонами наблюдали Кокрофт и Уолтон. Протоны ускорялись в линейном ускорителе до энергий 700 кэВ. Изотоп ${}^7_3\text{Li}$ под действием протонов расщеплялся на две α -частицы. Реакция ${}^7_3\text{Li}(p, \alpha){}^4_2\text{He}$ – экзотергическая с энергией реакции $Q = 17,3$ МэВ. В другом выходном канале реакции ${}^7_3\text{Li}(p, \gamma){}^8_4\text{Be}$ вместо α -частиц испускаются γ -кванты с энергией $E_\gamma = 17,3$ МэВ.

Реакции (p, n) относятся к пороговым. Это объясняется тем, что разность энергий покоя нейтрона и протона $(m_n - m_p)c^2 \approx 1,3$ МэВ. Поэтому для замены в ядре-мишени нейтрона протоном требуется дополнительная энергия.

4.6.2. Реакция под действием дейтронов

Дейтрон состоит из двух нуклонов: протона и нейтрона. Энергия связи дейтрона, равная 2,225 МэВ, меньше, чем у других многонуклонных ядер. Слабая связанность нуклонов в дейтроне обуславливает некоторые особенности протекания ядерных реакций (d, b). Ядерная реакция может идти как через составное ядро (тогда дейтрон поглощается ядром-мишенью), так и без образования составного ядра («прямые» реакции). При небольших энергиях бомбардирующего дейтрона нейтрон проникает в ядро-мишень и отрывается от протона, которому мешают войти в ядро кулоновские силы. В результате такого разрыва связи нейтрона и протона протекает прямая реакция (d, p).

С ростом энергии дейтронов увеличивается вероятность проникновения протона в ядро через потенциальный барьер. В результате этого наблюдаются две конкурирующие прямые реакции (d, p) и (d, n). Радиационный захват дейтронов происходит крайне редко, так как ядро-мишень, поглотив дейтрон, возбуждается до энергии $Q_B = \varepsilon_n + \varepsilon_p - 2,225 \text{ МэВ} \approx 14 \text{ МэВ}$, где $\varepsilon_n = \varepsilon_p \approx 8 \text{ МэВ}$ – энергии связи протона и нейтрона в составном ядре. При такой большой энергии воз-

буждения составное ядро с большей вероятностью выбрасывает нуклон, чем испускает γ -кванты.

4.6.3. Ядерный фотоэффект

Реакции идущие под действием гамма-квантов и связанные с поглощением этих гамма-квантов ядрами различных элементов называются фотоядерными реакциями.

Фотоядерные реакции эндотермические, т. е. они могут быть вызваны только γ -квантами с энергией превышающее пороговое значение $E=(\hbar\omega)_{\min}$. Сечение поглощения при энергии меньше чем $\hbar\omega_{\min}$ (энергия связи нейтрона или порог реакции) очень мало, так как радиационные ширины в этом случае чрезвычайно малы. Величина пороговой энергии равна энергии связи частицы, которая испускается при поглощении кванта ядром. Так, например, порог реакции $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ равен 18,73 МэВ, что соответствует энергии связи нейтрона в ядре C^{12} . Реакции $H^2(\gamma, n)H^1$ и $Be^9(\gamma, n)Be^8$ имеют низкие пороги: 2,23 МэВ и 1,66 МэВ соответственно. Для большинства ядер пороги ядерного фотоэффекта заключены в пределах (6...14) МэВ.

4.7. Приборы для регистрации радиоактивных излучений и частиц

Практически все методы наблюдения и регистрации радиоактивных излучений (α , β , γ) и частиц основаны на их способности производить ионизацию или возбуждение атомов среды. Заряженные частицы вызывают эти процессы непосредственно, а γ -кванты и нейтроны обнаруживаются по ионизации, вызываемой возникающими в результате их взаимодействиями с электронами и ядрами атомов среды быстрыми заряженными частицами. Вторичные эффекты, сопровождающие рассмотренные процессы, такие как вспышка света, электрический ток, потемнение фотопластинки, позволяют регистрировать пролетающие частицы, считать их, отличать друг от друга и измерять их энергию.

Приборы, применяемы для регистрации радиоактивных излучений и частиц, делятся на две группы:

- 1) приборы, позволяющие регистрировать прохождение частицы через определенный участок пространства и в некоторых случаях определять ее характеристики, например энергию (сцинтилляционный счетчик, черенковский счетчик, ионизационная камера, газоразрядный счетчик, полупроводниковый счетчик);
- 2) приборы, позволяющие наблюдать например фотографировать, следы (треки) частиц в веществе (камера Вильсона, диффузтонная камера, пузырьковая камера, ядерные фотоэмульсии).

Сцинтилляционный счетчик – детектор ядерных частиц, основными элементами которого являются сцинтиллятор (кристаллофосфор, излучающий вспышки света при попадании в него частиц) и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), позволяющий преобразовать слабые световые вспышки в электрические импульсы, которые регистрируются электронной аппаратурой. Обычно в качестве сцинтилляторов используются кристаллы некоторых неорганических (ZnS – для α -частиц; NaI-Tl, CsI-Tl – для β -частиц и γ -квантов) или органических (антрацен, пластмассы для γ -квантов) веществ.

Ионизационные счетчики – заполненные газом электрические конденсаторы – детекторы частиц, основанные на способности заряженных частиц вызывать ионизацию газа, с последующим разделением продуктов ионизации в электрическом поле. Если счетчик регистрирует только ионы, образовавшиеся непосредственно под действием частиц, то такой счетчик называется импульсной ионизационной камерой.

Счетчики, в которых основную роль играет вторичная ионизация обусловленная столкновениями первичных ионов с атомами и молекулами газа, в результате чего возникает разряд в газе, называются газоразрядными счетчиками. Пример газоразрядного счетчика – счетчик Гейгера-Мюллера. Газоразрядный счетчик обычно выполняется в виде наполненного газом металлического цилиндра (катод) с тонкой проволокой (анод), натянутой по его оси.

Полупроводниковые счетчики – полупроводниковые диоды, прохождение через которые регистрируемых частиц, приводит к появлению электрического тока через диод. Малая толщина рабочей области полупроводниковых счетчиков не позволяет применять их для измерения высокоэнергетических частиц.

Камера Вильсона – стеклянный цилиндр с плотно прилегающим поршнем, заполненный нейтральным газом (аргон или гелий), насыщенным парами воды и спирта. При резком (адиабатическом) расширении газ становится пересыщенным и на траекториях частиц, пролетевших через камеру, образуются треки из тумана, которые фотографируются. По характеру и геометрии треков можно судить о типе прошедших через камеру частиц.

Пузырьковая камера – конструктивно похожая на камеру Вильсона и заполненная прозрачной перегретой жидкостью. Запускается камера резким сбросом давления, переводящим жидкость в неустойчивое перегретое состояние. Пролетающая в это время через камеру заряженная частица вызывает резкое вскипание жидкости, и траектория частицы оказывается обозначенной цепочкой пузырьков газа – образуя трек, который как и в камере Вильсона, фотографируется. По сравнению с ка-

мерами Вильсона размеры пузырьковых камер примерно такие же, но эффективный объем пузырьковой камере на 2–3 порядка больше, чем у камеры Вильсона, так как жидкости гораздо плотнее газов. Это позволяет использовать пузырьковые камеры для исследования длинных цепей рождения и распадов частиц высоких энергий.

Ядерные фотоэмульсии – толстослойные фотографические эмульсии, прохождение заряженных частиц через которые вызывает ионизацию, приводящую к образованию скрытого изображения в эмульсии. После проявления следы заряженных частиц обнаруживаются в виде цепочки зерен металлического серебра. Так как эмульсия – среда более плотная, чем газ или жидкость, используемые в вильсоновской и пузырьковой камерах, то при прочих равных условиях длина трека в эмульсиях более короткая. Поэтому фотоэмульсии применяются для изучения реакций, вызываемых частицами в ускорителях сверхвысоких энергий и космических лучах. Для исследований высокоэнергетичных частиц используются также так называемые стопы – большое число маркированных фотоэмульсионных пластинок, помещаемых на пути частиц и после проявления промеряемых под микроскопом.

ГЛАВА 5. ФИЗИКА ДЕДЕНИЯ И СИНТЕЗ ЯДЕР

Ядерная энергетика является одной из самых динамично развивающихся отраслей энергетики в мире. Надежное и достаточное энергоснабжение является краеугольным камнем устойчивого экономического развития и процветания всех государств и необходимым условием для поддержания международной стабильности. Ядерная энергетика является сегодня проверенной технологией для надежного обеспечения электроэнергией без выброса парниковых газов, а также важной составляющей любого решения проблемы удовлетворения растущего спроса на энергию. Фактически ядерная энергия играет важную роль в укреплении энергетической безопасности, о которой так много говорят в наши дни. Развитие ядерной энергетики потребует дальнейшего внедрения инновационных технологий, уменьшающих риск распространения, обеспечивающих безопасную переработку радиоактивных отходов, являющихся экономически эффективными и безопасными для окружающей среды.

Ядерная энергетика – сравнительно новая область получения энергии, использующая ядерное топливо. Запасы ядерного топлива в мире, с учётом его расширенного производства, достаточно велики. Атомные станции могут быть построены практически в любом месте, поскольку для обеспечения их работы не требуется большого количества топлива. Атомные станции не нуждаются в потреблении кислорода из атмосферы и практически не загрязняют окружающую среду токсичными веществами. Сточные воды, газы и аэрозоли подвергаются специальной очистке, обеспечивается надёжное захоронение радиоактивных отходов. При работе АЭС исключается загрязнение воздушного бассейна сернистыми соединениями и различными продуктами сгорания, которые в большом количестве выбрасываются из дымовых труб электростанций, работающих на органическом топливе.

Развитие энергетики связано с развитием человеческого общества, научно-техническим прогрессом, который с одной стороны ведет к значительному подъему уровня жизни людей, но с другой оказывает воздействие на окружающую человека природную среду. К числу важнейших проблем относятся:

- рост численности населения Земли и обеспечение его продовольствием;
- обеспечение растущих потребностей мирового хозяйства в энергии природных ресурсах;
- охрана природной среды, в том числе и здоровья человека от разрушительного антропогенного воздействия технического прогресса.

Сегодня в индустриальных странах сосредоточено около 16 % населения и 55 % энергопотребления в мире. В развивающихся странах – 84 % населения и 45 % энергопотребления. Причем в индустриальных странах энергопотребление $\sim 0,2$ кВт·год/чел = $0,6 \cdot 10^{10}$ Дж/чел. На сегодняшний день человечество потребляет $1Q$ в год ($Q \sim 10^{20}$ Дж). Для сравнения: до 1970 года человечество потребило $6Q$, с 1970 года по 2003 год $\sim 13Q$.

С учетом темпов нынешнего роста численности населения и необходимости улучшения уровня жизни будущих поколений Мировой Энергетический Конгресс прогнозирует рост глобального потребления энергии на 50...100 % к 2020 году и на 140...320 % к 2050 г.

Для удовлетворения нашей потребности в энергии существуют возобновляемые и не возобновляемые источники энергии. Что же такое энергия вообще? Согласно современным научным представлениям, энергия – это общая количественная мера движения и взаимодействия всех видов материи, которая не возникает из ничего и не исчезает, а только может переходить из одной формы в другую в соответствии с законом сохранения энергии. Энергия может проявляться в различных формах: кинетическая, потенциальная, химическая, электрическая, тепловая, ядерная и термоядерная.

Солнце, ветер, гидроэнергия, приливы и некоторые другие называют возобновляемыми потому, что их использование человеком практически не изменяет их запасы. Уголь, нефть, газ, торф, уран относятся к не возобновляемым источникам энергии и при переработке они теряются безвозвратно.

Широко бытующее утверждение об экологической «чистоте» возобновляемых источников энергии справедливо, лишь если иметь в виду только конечную стадию – энергопроизводящую станцию. Из всех этих видов возобновляемых источников энергии только гидроэнергия в настоящий момент вносит серьезный вклад во всемирное производство электроэнергии (~ 17 %).

5.1. Элементарная теория деления

В 1934 г. Э. Ферми начал опыты по облучению урана медленными нейтронами от радий-бериллиевого источника. Целью этих опытов, послуживших толчком к многочисленным аналогичным экспериментам, выполненным в других лабораториях, было обнаружение неизвестных в то время трансурановых элементов, которые предполагалось получить в результате β^- -распада образующихся при захвате нейтронов изотопов урана. Новые радиоактивные продукты действительно были найдены, однако дальнейшие исследования показали, что радиохимические свой-

ства многих «новых трансурановых элементов» отличались от ожидаемых. Исследование этих необычных продуктов продолжалось вплоть до 1939 г., когда радиохимики О. Ган и Ф. Штрассман доказали, что новые активности принадлежат не тяжелым элементам, а атомам среднего веса. Среди продуктов реакции был обнаружен барий химический элемент с массой много меньше, чем масса урана.

Правильная интерпретация необычного ядерного процесса была дана в том же году Л. Мейтнером и О. Фришем, предположившими, что возбужденное ядро урана делится на два приблизительно равных по массе осколка. На основании анализа энергий связи элементов периодической таблицы они пришли к выводу, что в каждом акте деления должно освобождаться очень большое количество энергии, в несколько десятков раз превышающее энергию, выделяющуюся при β^- -распаде. Это подтверждалось опытами О. Фриша, зарегистрировавшего в ионизационной камере импульсы от осколков деления, и Жолио, показавшего на основании измерения пробегов осколков, что последние обладают большой кинетической энергией.

Деление ядер – лишь один из множества процессов при взаимодействии нейтронов с ядрами. Деление урана называется присоединением к ядру урана с массовым числом A нейтрона и образование составного ядра. Реакция деления выглядит следующим образом (см. рис. 5.1):



где $k > 1$.

Из рис. 2.5 видно, что наибольшую устойчивость имеют ядра с $A = 40 \dots 120$, т. е. находящиеся в середине периодической таблицы. Энергетически выгодными являются процессы соединения (синтеза) легких ядер и деления тяжелых ядер. В обоих случаях конечные ядра располагаются в той области значений A , где удельная энергия связи больше, чем удельная энергия связи начальных ядер. Поэтому указанные процессы должны идти с выделением энергии. Пользуясь данными по удельным энергиям связи, можно оценить энергию, которая освобождается в одном акте деления. Пусть ядро с массовым числом $A_1 = 240$ делится на два равных осколка с $A_2 = 120$. В этом случае удельная энергия связи осколков по сравнению с удельной энергией связи начального ядра увеличивается на $\Delta\varepsilon \approx 0,8$ МэВ (от $\varepsilon_1 \approx 7,6$ МэВ для ядра с $A_1 = 240$ до $\varepsilon_2 \approx 8,4$ МэВ для ядра с $A_2 = 120$). При этом должна выделяться энергия:

$$E = A_1 \cdot \varepsilon_1 - 2 A_2 \cdot \varepsilon_2 = A_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \approx 240(8,4 - 7,6) \text{ МэВ} \approx 200 \text{ МэВ}.$$

В 1939 г. Н. Бор и Уилер, а также Френкель еще задолго до того, как деление было всесторонне изучено экспериментально, предложили

теорию этого процесса, основанную на представлении о ядре как о капле заряженной жидкости.

Энергия, освобождающаяся при делении, может быть получена непосредственно из формулы Вайцзеккера (2.25):

$$E_{\text{св}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \frac{\delta}{A^{3/4}}.$$

Предположим, что ядро с массовым числом A_1 и зарядом Z_1 делится на два одинаковых осколка с массовыми числами $A_2 = A_1/2$ и атомными номерами $Z_2 = Z_1/2$. Энергия E , освобождающаяся при делении, определяется соотношением:

$$E = 2E_{\text{св}}(A_2, Z_2) - E_{\text{св}}(A_1, Z_1). \quad (5.1)$$

Рассчитаем величину энергии, выделяющейся при делении тяжелого ядра. Подставим в (5.1) выражения для энергий связи ядер (2.25 а), полагая $A_1=240$ и $Z_1 = 90$. Пренебрегая последним членом в (2.25 а) вследствие его малости и подставив значения параметров β и γ , получаем:

$$\begin{aligned} E &\approx \beta A_1^{2/3} \left(1 - (2)^{1/3}\right) + \gamma \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} \left(1 - (4)^{-1/3}\right) \approx \gamma \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} \cdot 0,37 - \beta A_1^{2/3} \cdot 0,26 \approx \\ &\approx 340 - 180 = 160 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

При делении изменяются поверхностная энергия $E_{\text{п}} = \beta A^{2/3}$ и кулоновская энергия $E_{\text{к}} = \gamma Z^2/A^{1/3}$, причем поверхностная энергия в данном примере увеличивается на 180 МэВ, а кулоновская энергия уменьшается, на 340 МэВ. Деление возможно в том случае, когда $E > 0$. Используя соотношение (5.1), запишем:

$$E \approx \gamma \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} \cdot 0,37 - \beta A_1^{2/3} \cdot 0,26 > 0.$$

Отсюда получим, что деление энергетически выгодно, когда $Z^2/A > 17$. Величина Z^2/A называется параметром делимости. Энергия E , освобождающаяся при делении, растет с увеличением Z^2/A ; $Z^2/A = 17$ для ядер в районе иттрия и циркония. Из полученных оценок видно, что деление энергетически выгодно для всех ядер с $A > 90$. Почему же большинство ядер устойчиво по отношению к самопроизвольному делению? Чтобы ответить на этот вопрос, посмотрим, как меняется форма ядра процессе деления.

В процессе деления ядро последовательно проходит через следующие стадии (см. рис. 5.1): 1 – шар, эллипсоид; 2, 3 – гантель, 4 – два груше-

видных осколка; и два сферических осколка. После того как деление произошло, и осколки находятся друг от друга на расстоянии, много большем их радиуса, потенциальную энергию осколков, определяемую кулоновским взаимодействием между ними, можно считать равной нулю.

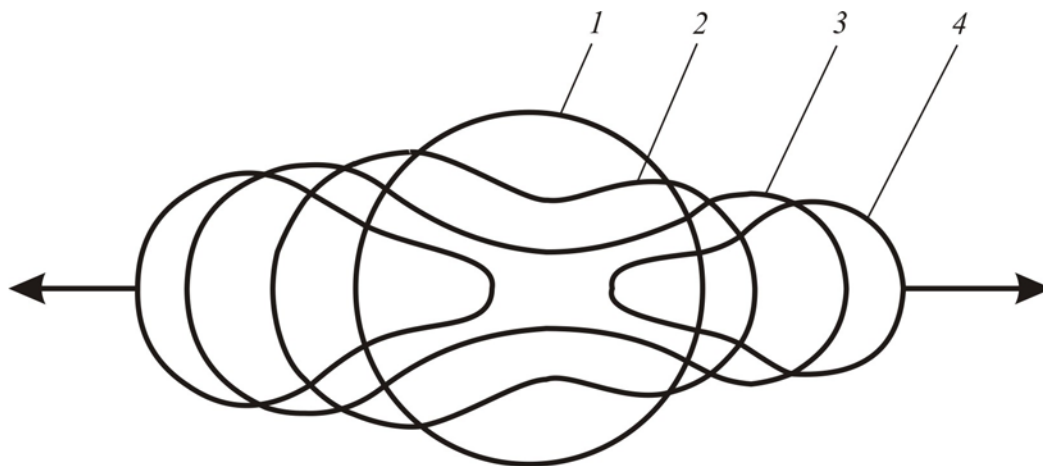


Рис. 5.1. Схема деления ядра:
1, 2, 3, 4, 5 – последовательные стадии процесса деления

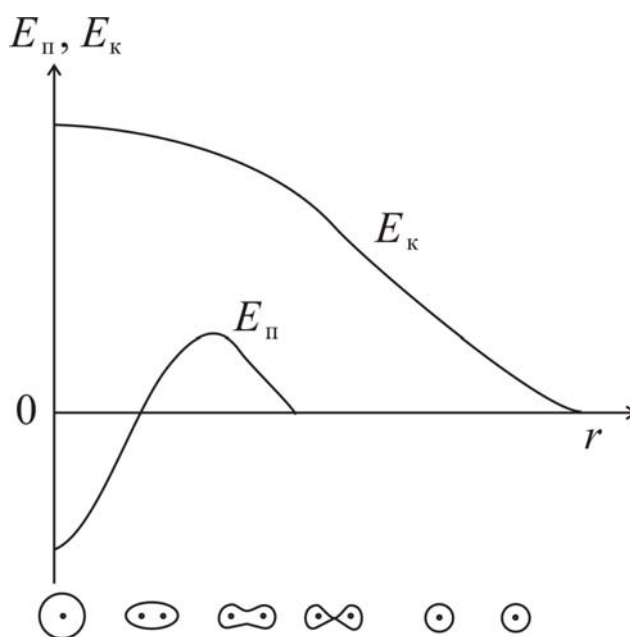


Рис. 5.2.1. Изменение поверхностной и кулоновской энергий в процессе деления

Рассмотрим начальную стадию деления, когда ядро с увеличением r принимает форму все более вытянутого эллипсоида вращения. На этой стадии деления r – мера отклонения ядра от сферической формы (см. рис. 5.2.1). Вследствие эволюции формы ядра изменение его потенциальной энергии определяется изменением суммы поверхностной

и кулоновской энергий $E'_\Pi + E'_K$. Предполагается, что объем ядра в процессе деформации остается неизменным. Поверхностная энергия E'_Π при этом возрастает, так как увеличивается площадь поверхности ядра. Кулоновская энергия E'_K уменьшается, так как увеличивается среднее расстояние между нуклонами. Пусть сферическое ядро в результате незначительной деформации, характеризующейся малым параметром k , приняло форму аксиально-симметричного эллипсоида. Можно показать, что поверхностная энергия E'_Π и кулоновская энергия E'_K в зависимости от k меняются следующим образом:

$$E'_\Pi \approx E_\Pi \left(1 + \frac{2}{5} k^2 \right), \quad E'_K \approx E_K \left(1 - \frac{1}{5} k^2 \right), \quad (5.2)$$

где E_Π и E_K – поверхностная и кулоновская энергии сферического ядра. Сумма поверхностной и кулоновской энергий, определяющая изменение потенциальной энергии ядра, равна:

$$E'_\Pi + E'_K \approx E_\Pi + E_K + k^2(2 E_\Pi - E_K)/5. \quad (5.3)$$

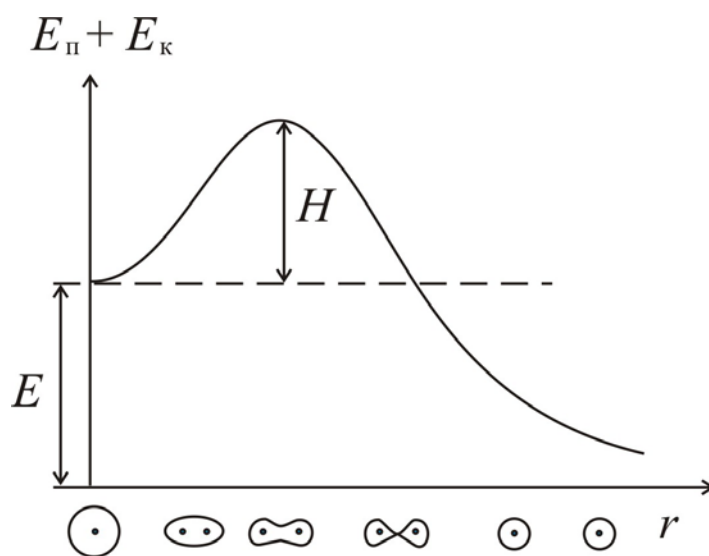


Рис. 5.2.2. Изменение потенциальной энергии ядра в процессе деления

В случае малых эллипсоидальных деформаций рост поверхностной энергии происходит быстрее, чем уменьшение кулоновской энергии. В области тяжелых ядер $2E_\Pi > E_K$ и сумма поверхностной и кулоновской энергий увеличивается с увеличением k . Из (5.2) и (5.3) следует, что при малых эллипсоидальных деформациях рост поверхностной энергии препятствует дальнейшему изменению формы ядра, а, следовательно, и делению. Выражение (5.3) справедливо для малых значений k (малых деформаций). Если деформация настолько велика, что ядро принимает

форму гантели, то силы поверхностного натяжения, как и кулоновские силы, стремятся разделить ядро и придать осколкам шарообразную форму. На этой стадии деления увеличение деформации сопровождается уменьшением как кулоновской, так и поверхностной энергии. т. е. при постепенном увеличении деформации ядра его потенциальная энергия проходит через максимум. Теперь r имеет смысл расстояния между центрами будущих осколков. При удалении осколков друг от друга, потенциальная энергия их взаимодействия будет уменьшаться, так как уменьшается энергия кулоновского отталкивания E_K . Зависимость потенциальной энергии от расстояния между осколками показана на рис. 5.2.2. Нулевой уровень потенциальной энергии соответствует сумме поверхностной и кулоновской энергий двух невзаимодействующих осколков. Наличие потенциального барьера препятствует мгновенному самопроизвольному делению ядер. Для того чтобы ядро мгновенно разделилось, ему необходимо сообщить энергию Q , превышающую высоту барьера H . Максимум потенциальной энергии делящегося ядра примерно равен $e^2 Z^2 / (R_1 + R_2)$, где R_1 и R_2 – радиусы осколков. Например, при делении ядра золота на два одинаковых осколка $e^2 Z^2 / (R_1 + R_2) = 173$ МэВ, а величина энергии E , освобождающейся при делении (см. формулу 5.1.), равна 132 МэВ. Таким образом, при делении ядра золота необходимо преодолеть потенциальный барьер высотой около 40 МэВ. Высота барьера H тем больше, чем меньше отношение кулоновской и поверхностной энергии E_K / E_Π в начальном ядре. Это отношение, в свою очередь, увеличивается с увеличением параметра делимости Z^2 / A . Чем тяжелее ядро, тем меньше высота барьера H , так как параметр делимости увеличивается с ростом массового числа:

$$\frac{E_K}{E_\Pi} = \frac{\gamma Z^2}{\beta} : A.$$

Таким образом, более тяжелым ядрам, как правило, нужно сообщить меньшую энергию, чтобы вызвать деление. Высота барьера деления обращается в нуль при $2E_\Pi - E_K = 0$ (см. формулу (5.3)). В этом случае

$$2 E_\Pi / E_K = 2\beta A / (\gamma Z^2) = 1,$$

откуда

$$Z^2 / A = 2\beta / \gamma = 2 \cdot 17,8 / 0,71 \approx 49.$$

т. е. согласно капельной модели в природе должны отсутствовать ядра с $Z^2 / A > 49$, так как они практически мгновенно (за характерное ядерное время порядка 10^{-21} с) самопроизвольно делятся. Существование

атомных ядер с $Z^2/A > 49$ («остров стабильности») объясняется оболочечной структурой. Зависимость формы, высоты потенциального барьера H и энергии деления E от величины параметра делимости Z^2/A показана на рис. 5.3.

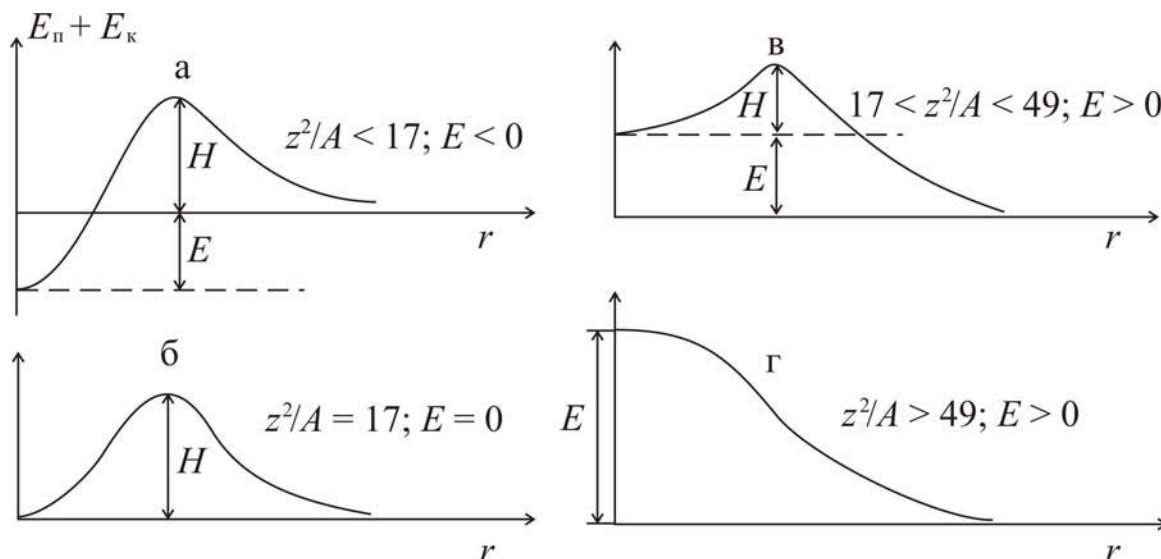


Рис. 5.3. Зависимость формы, высоты потенциального барьера H и энергии деления E от величины параметра делимости Z^2/A

Самопроизвольное деление ядер с $Z^2/A < 49$, для которых высота барьера H не равна нулю, с точки зрения классической физики невозможно. С точки зрения квантовой механики такое деление возможно в результате прохождения через потенциальный барьер и носит название спонтанного деления. Вероятность спонтанного деления растет с увеличением параметра делимости Z^2/A , т. е. с уменьшением высоты барьера. В целом период полураспада относительно спонтанного деления уменьшается при переходе от менее тяжелых ядер к более тяжелым от $T_{1/2} > 10^{21}$ лет для ^{232}Th до 0,3 с для Cu^{260} . Вынужденное деление ядер с $Z^2/A < 49$ может быть вызвано любыми частицами: фотонами, нейтронами, протонами, дейтронами, α -частицами и т. д., если энергия, которую они вносят в ядро достаточна для преодоления барьера деления, однако практически наиболее выгодно использовать для этой цели нейтроны. Отсутствие кулоновского отталкивания позволяет нейтронам со сколь угодно малой кинетической энергией приблизиться к ядру на расстояние меньше радиуса действия ядерных сил. Захват ядром нейтрона приводит к возбуждению ядра, и, если энергия возбуждения достаточна, происходит деление. Величина сечения деления σ_f всегда меньше величины сечения поглощения σ_a , так как существуют другие каналы распада возбужденных ядер.

Эффективное сечение деления ядер нейтронами может быть записано в следующем виде:

$$\sigma_f = \sigma_a \frac{\Gamma_f}{\sum_i \Gamma_i}, \quad (5.4)$$

где Γ_f – вероятность деления ядра после захвата нейтрона, а Γ_i – вероятность распада этого ядра по i -му каналу.

Наиболее существенными каналами распада помимо деления являются испускание γ -квантов и нейтронов. Многие тяжелые ядра делятся тепловыми нейтронами, при этом сечение деления достигает нескольких сотен барн. Так, например, сечение деления U^{235} тепловыми нейтронами равно 580 барн.

При увеличении энергии нейтронов сечение поглощения σ_a , а следовательно, и сечение деления σ_f уменьшается, причем всегда $\sigma_f < \sigma_a$ (см. рис. 5.4), Сечение деления U^{235} быстрыми нейтронами равно всего около 1,5 барн.

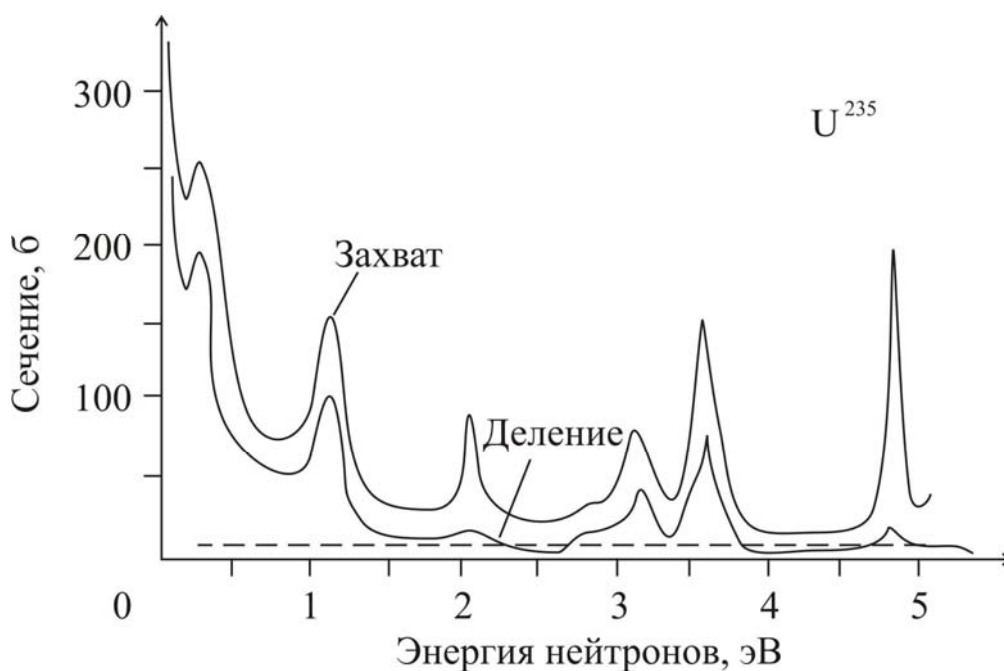


Рис. 5.4. Зависимость сечения захвата и сечения деления U^{235} нейтронами от их энергии (верхняя линия – сечение захвата, нижняя – сечение деления). Пунктир – сечение рассеяния нейтронов

Изотоп урана U^{238} , как упоминалось, делится быстрыми нейтронами с энергией $E_f \geq 1,4$ МэВ.

Сечение деления U^{238} быстрыми нейтронами примерно в два раза меньше, чем для U^{235} (см. рис. 5.5).

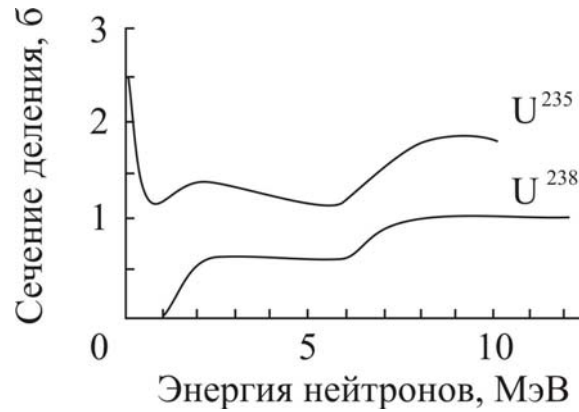


Рис. 5.5. Зависимость сечения деления U^{235} и U^{238} быстрыми нейтронами от их энергии

Процесс деления изотопов урана U^{238} и U^{235} под действием нейтронов представляет особый интерес, т. к. они входят в состав топлива ядерных реакторов. Естественная смесь содержит 99,3 % изотопа урана U^{238} и 0,7 % изотопа U^{235} . При захвате ядром с массовым числом A нейтрона с кинетической энергией E_n энергия возбуждения ядра $A + 1$ определяется соотношением:

$$E^* = B(n) + E_n \frac{A}{A+1} \approx B(n) + E_n, \quad (5.5)$$

где $B(n)$ – энергия отделения нейтрона в ядре $A+1$. Возможны два случая:

1. Энергия отделения нейтрона больше барьера деления, т. е. $B(n) > H$.
2. Энергия отделения нейтрона меньше барьера деления, т. е. $B(n) < H$.

В первом случае деление возможно при захвате нейтронов любой энергии. Во втором случае, для того чтобы произошло деление, нейтроны должны иметь кинетическую энергию $E_n > H - B(n)$, т. е. существует порог деления. Это соотношение между высотой барьера деления и энергией отделения нейтрона приводит к различию в энергии нейтронов, которые могут вызвать деление изотопов урана U^{238} и U^{235} . U^{238} делится нейтронами с энергией $E_n > 1$ МэВ. U^{235} делится под действием нейтронов любой энергии.

Рассмотрим более подробно процесс деления ядер U^{235} нейтронами тепловых энергий. При делении ядер образуются осколки деления A_1 , A_2 , мгновенные нейтроны, гамма-излучение, продукты радиоактивного распада осколков, β -, γ -излучение осколков и продуктов их распада, антинейтрино, запаздывающие нейтроны. Общий баланс выделяемой при делении ядра U^{235} энергии приведен в табл. 5.1. В реакторе из общей энергии 204 МэВ выделяется 194 МэВ.

Эта энергия (за исключением энергии нейтрино ~ 10 МэВ) выделяется в основном в форме тепла, отводимого с помощью теплоносителя.

Таблица 5.1

Энергетические баланс деления

Продукты деления	Энергия, МэВ
Энергия осколков деления	165
Энергия нейтронов деления	5
Энергия мгновенных гамма-квантов	7
Излучение осколков (γ , β)	16
Энергия нейтрино	11
Всего	204

График зависимости выхода осколков от их массового числа имеет «двугорбый» характер, причем минимум приходится на симметричный способ деления (см. рис. 5.6). Исключением является деление ядра под действием очень быстрых частиц (энергия в сотни МэВ), когда преобладает деление на равные массы.

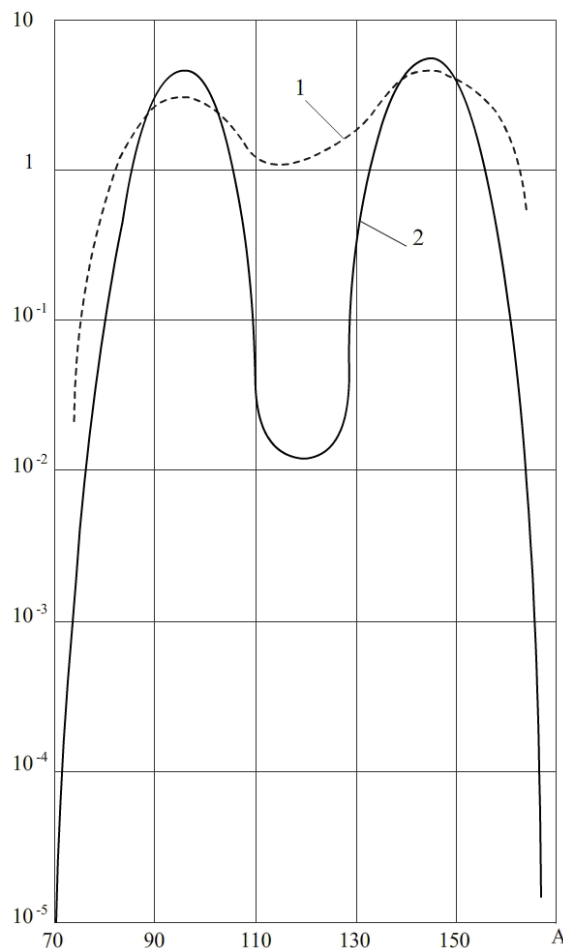


Рис. 5.6. Массовое распределение осколков деления U^{235} тепловыми нейтронами; кривая 1 соответствует энергии нейтрона 0,025 эВ, кривая 2 – 100 МэВ

Асимметрия деления связана с проявлением, так называемых оболочек. Известно, что ядра, содержащие вполне определенное («магическое») число нейтронов или протонов, являются наиболее устойчивыми по сравнению с соседними ядрами. Магическими числами считаются 2, 8, 20, 50, 82, 126, 152. Предполагается, что при делении тяжелого ядра сердцевина его, имеющая магическое число нейтронов или протонов (20, 50, 82), остается без изменения. Одна часть оставшихся нуклонов переходит к сердцевине, а другая образует второй осколок. В результате с большей вероятностью возникают осколки с неравными массами.

Некоторые из осколков, например Xe^{135} и Sm^{149} , обладают большим сечением поглощения тепловых нейтронов и поэтому вредны, другие же, например Br^{87} , оказывают благотворное влияние на ход цепной реакции деления, являясь источниками дополнительных, так называемых запаздывающих нейтронов.

Составное ядро делится, освобождая вторичные нейтроны (мгновенные нейтроны), среднее число которых ν_f равно 2...3 на акт деления. Для различных нуклидов ν_f различно и зависит от энергии нейтронов вызывающих деление ядра (см. табл. 5.2):

$$\nu_f(E_n) = \nu_0 + b \cdot E_n.$$

для U^{235} константы b и ν_0 соответственно равны $0,136 \text{ МэВ}^{-1}$ и $2,426$.

Число нейтронов деления и их средняя энергия \overline{E}_n связаны следующей зависимостью:

$$\overline{E}_n = 0,78 + 0,621 \cdot \sqrt{(\nu_f + 1)}, \text{ МэВ.}$$

Таблицу 5.2

Среднее число нейтронов деления

Нуклид	$E=0,025 \text{ эВ}$	$E=1,8 \text{ МэВ}$
^{233}U	2,52	2,71
^{235}U	2,43	2,67
^{239}Pu	2,92	3,21

Экспериментально установлено, что спектры мгновенных нейтронов деления (т. е. распределения нейтронов деления по энергии) принципиально не отличаются друг от друга. Для разных делящихся веществ средняя энергия нейтронов деления равна около 2 МэВ, наиболее вероятная 0,75 МэВ. Для писания спектра мгновенных нейтронов деления используется зависимость:

$$S(E) = \frac{1}{n_0} \cdot \frac{dn}{dE} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot a^{3/2} \cdot \sqrt{E} \cdot \exp(-a \cdot E). \quad (5.6)$$

где $S(E)$ – доля нейтронов, энергия которых лежит в пределах E и $E+dE$;
 a – постоянная определяется из условия нормировки:

$$\int_0^{\infty} S(E)dE = 1.$$

и равная $0,766 \text{ МэВ}^{-1}$ для U^{233} ; $0,775 \text{ МэВ}^{-1}$ U^{235} ; $0,75 \text{ МэВ}^{-1}$ Pu^{239} . Спектр называется спектром Уатта. Как видно из формулы спектр быстрых нейтронов практически одинаков для всех делящихся нуклидов.

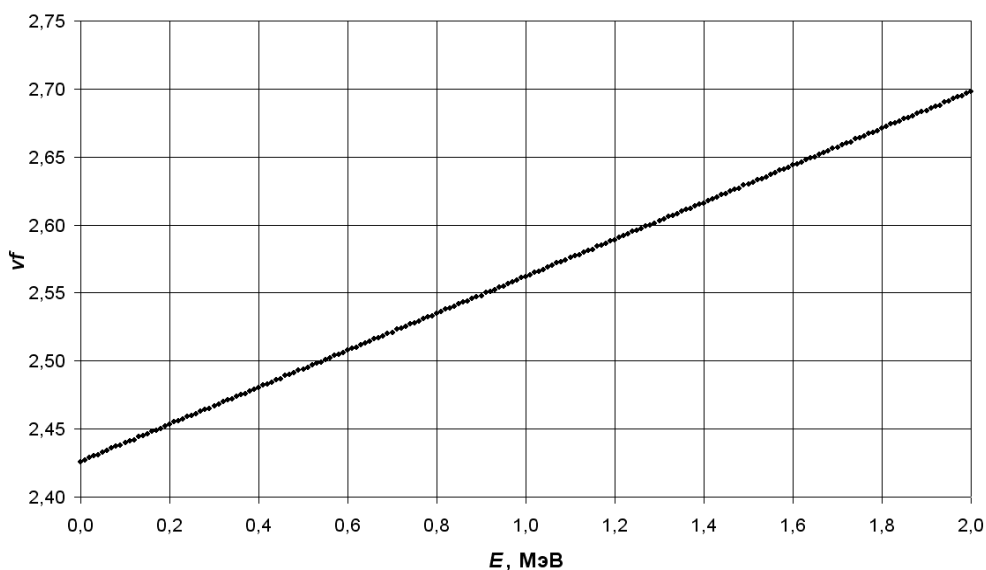


Рис. 5.7. Среднее число мгновенных нейтронов на акт деления для U^{235}

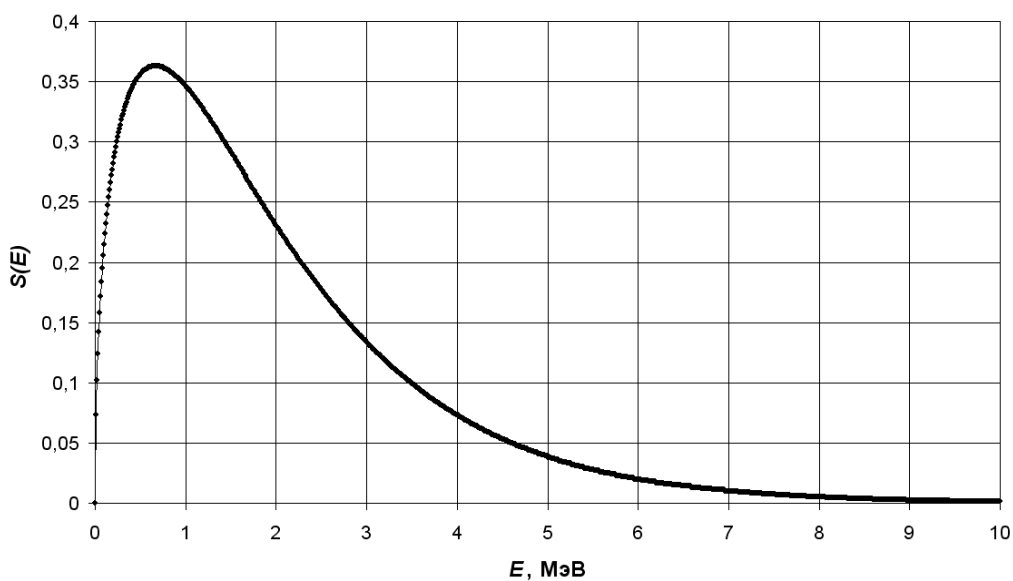
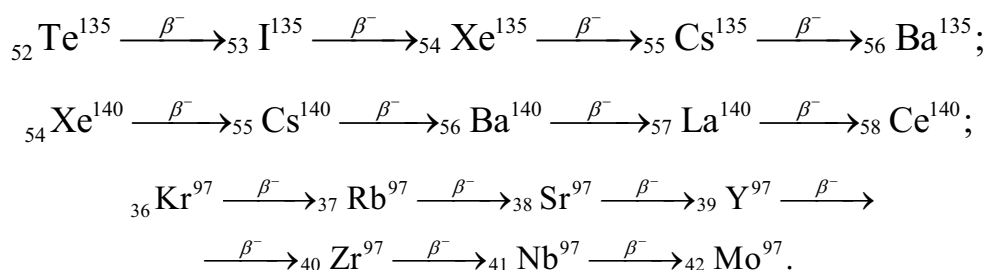


Рис. 5.8. Спектр нейтронов деления для U^{235}

Образовавшиеся нейтроны расходуются на деление нескольких других ядер урана, причем число нейтронов в каждом последующем акте деления растет в геометрической прогрессии. Этот процесс называется цепным процессом деления. Использовать цепную реакцию деления можно в двух направлениях: 1) управляемая ядерная реакция деления – создание ядерных реакторов; 2) неуправляемая ядерная реакция деления – создание ядерного оружия.

Деление ядер может происходить различными способами, т. е. при делении образуются не какие-либо два определенных осколка, а возникает большое количество разнообразных пар. Среди продуктов деления обнаружено около 200 радиоактивных изотопов различных элементов. Образование большого количества продуктов деления связано не только с возникновением разных осколков, но и с их β^- -распадами. Почему осколки деления β^- -радиоактивны? Рассмотрим этот вопрос на примере деления ядра U^{235} . Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре U^{235} равно 1,55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков деления, это отношение 1,25...1,45. Следовательно, осколки деления сильно перегружены нейтронами и должны быть неустойчивы к β^- -распаду. Действительно, осколки деления испытывают последовательный β^- -распад, причем заряд первичного осколка может меняться на 4...6 единиц. Ниже приведены примеры цепочек радиоактивных превращений осколков деления – изотопов Te^{135} , Xe^{140} и Kr^{97} с образованием в конце цепочки стабильных ядер Ba^{135} , Ce^{140} и Mo^{97} .



5.2. Цепной процесс и ядерный реактор

Цепной ядерной реакцией деления называется самоподдерживающийся процесс деления ядер тяжелых нуклидов, в котором каждое последующее деление вызывается нейтронами, полученными при предыдущих делениях. Другими словами, если одному из вторичных нейтронов удастся вызвать деление другого ядра урана, то процесс будет самоподдерживающимся. Совокупность делящегося вещества, удовлетворяющая этому требованию, называется критической сборкой. Первая такая сборка, названная ядерным реактором, была построена в 1942 г. под руководством Энрико Ферми на территории Чикагского университета.

Выше было отмечено, что при делении ядер, как правило, возникают два или три свободных нейтрона, которые могут принять участие в последующем процессе деления ядер. Это означает, что при определенных условиях в системе, содержащей ядра топлива, может быть осуществлена цепная реакция деления. Действительно, если в размножающей системе (активной зоне ядерного реактора) произошло деление одного ядра с испусканием ν нейтронов, то в следующий момент эти ν нейтронов должны вызвать деление ν ядер с испусканием ν^2 нейтронов и т. д. в соответствии со схемой

$$\nu \rightarrow \nu^2 \rightarrow \nu^3 \rightarrow \nu^4 \rightarrow \dots$$

Тогда в k -м «поколении» из одного нейтрона в среде образуются ν^k новых нейтронов.

Таким образом, если все нейтроны деления можно было использовать для новых актов деления, то удалось бы сравнительно просто получить лавинообразное нарастание реакции деления. Однако как показала практика, осуществить цепную реакцию деления сложно и не всегда возможно. Это объясняется прежде всего тем, что получившиеся в процессе деления нейтроны могут быть утрачены вследствие утечки или поглощения, не вызвав деления ядра.

Согласно расчетам, в достаточно большом куске U^{235} может быть осуществлена самоподдерживающаяся цепная реакция деления, так как для этого изотопа вероятность деления значительно превосходит вероятность радиационного захвата ($\sigma_f \gg \sigma_\gamma$). В результате этого неизбежная потеря нейтронов мала и на каждый поглощенный в топливе нейтрон испускается относительно большое число вторичных нейтронов ($\eta \sim 2,07$). Значительно менее благоприятные условия для осуществления цепной реакцией деления складываются в среде из естественного урана, состоящего из 99,27 % U^{238} и 0,71 % U^{235} .

Таблица 5.3

Сечение U^{238} и U^{235} при $E_n=2$ МэВ, бн

Парциальное сечение	U^{238}	U^{235}
σ_f	0,57	1,32
σ_γ	0,03	0,05
σ_{in}	2,3	1,8
σ_{el}	4,3	7,38
σ_{tot}	7,2	7,37

Рассмотрим процессы, которые происходят в естественном уране. Естественный уран почти одноизотопный элемент. Примесь U^{235} очень

мала и U^{235} не играет существенной роли в размножении нейтронов, а U^{238} поддержать цепную реакцию деления по следующим причинам не может.

Как видно из табл. 5.3 сечение деления U^{238} при энергии 2 МэВ составляет заметную величину, но оно быстро снижается, так как при столкновении с ядрами нейтроны испытывают упругое и неупругое рассеяние. Вероятность протекания этих двух реакций много больше, чем вероятность протекания реакции деления. Например, нейтрон с энергией равной 2 МэВ после двух актов рассеяния будет обладать энергией ниже порога деления U^{238} (1,4 МэВ), основная потеря энергии нейтроном будет проходить за счет реакции неупругого рассеяния. При уменьшении энергии нейтрона сечение деления быстро уменьшается и практически обращается в ноль при 1 МэВ. После того как нейтрон будет замедлен до энергии 0,1 МэВ, основным процессом взаимодействия станет упругое рассеяние. При упругом рассеянии на ядрах урана потеря энергии нейтрона незначительна, в результате чего нейтроны будут терять энергию небольшими порциями, постепенно замедляясь до уровня энергии теплового движения в веществе (приблизительно 0,025 эВ).

Таблица 5.4

Сечения делящихся нуклидов при $E_n=0,025$ эВ, бн

	$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_\gamma$	σ_f
U^{233}	575	530
U^{235}	680	584
Pu^{239}	1011	744
U^{238}	2,7	0
$U_{ест}$	7,55	4,17

В процессе замедления нейтрон имеет очень большую вероятность быть захваченным без деления ядром U^{238} . На рис. 5.9 показан характер зависимости сечения поглощения U^{238} от энергии нейтрона. Из рисунка видно, что при энергии в несколько электрон-вольт сечение поглощения U^{238} очень велико и поглощение нейтроном имеет резонансный характер. Следует отметить, что резонансная область энергий приходится на период нахождения нейтрона в процессе упругого рассеяния, т. е. в процессе медленного снижения энергии. Поэтому время пребывания нейтрона при энергиях, близких к резонансным, велико, что еще больше увеличивает вероятность резонансного поглощения.

Расчеты показывают, что осуществление цепной самоподдерживающейся реакции деления в естественном уране невозможно, причем основной причиной этого является резонансный захват. Создание бо-

лее благоприятных условия для самоподдерживающейся цепной реакции возможно путем увеличения содержания U^{235} в смеси изотопа, т. е. обогащения урана и применения замедлителя.

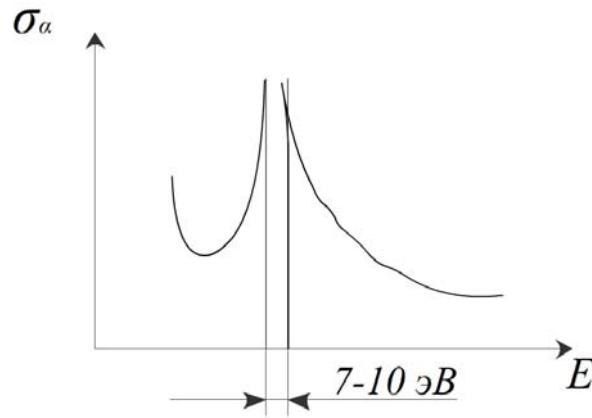


Рис. 5.9. Резонансный «пик» в сечении поглощения ядра U^{238}

С повышением обогащения уменьшается вероятность резонансного поглощения в U^{238} и увеличивается вероятность поглощения нейтрона ядрами U^{235} с последующим делением.

Применение замедлителя является радикальным средством уменьшения вероятности резонансного поглощения в U^{238} , так как нейтрон, диффундирующий в смеси топлива и замедлителя, может пройти область резонансных энергий, находясь в замедлителе, а не в уране. Применение замедлителя приводит и к другому положительному эффекту: сечение деления изотопов U^{235} , U^{233} и Pu^{239} существенно возрастает с уменьшением энергии нейтронов. В этом случае при использовании слабообогащенного топлива легче создать условия для самоподдерживающейся цепной реакции на тепловых нейтронах, чем на быстрых нейтронах. В качестве замедлителей применяют легкие вещества, обладающие малым сечением поглощения ($\Sigma_S \gg \Sigma_a$).

Развитие цепной реакции во времени определяется коэффициентом размножения k_∞ . Индекс ∞ указывает, что речь идет об идеальной среде бесконечных размеров. Согласно определению k_∞ есть отношение числа нейтронов n_2 (или делений ядер) в данном поколении к числу нейтронов n_1 (или делений ядер) в предыдущем поколении.

$$k_\infty = \frac{n_2}{n_1} = \frac{n_1 \pm \Delta n}{n_1} 1 \pm \frac{\Delta n}{n_1} = 1 \pm \delta k_\infty. \quad (5.7)$$

Значение и знак изменения количества нейтронов (делений) в очередном поколении $\pm \Delta n = n_2 - n_1$ характеризует скорость и направление цепной реакции. Физически $\delta k_\infty = k_\infty - 1$ – это относительное изменения коли-

чества нейтронов (делений) в новом поколении по отношению к количеству нейтронов (делений) предыдущего поколения.

Аналогично величине k_{∞} определяется эффективный коэффициент размножения $k_{эф}$. Эффективный коэффициент размножения нейтронов $k_{эф}$ является характеристикой конкретной установки, который учитывает не только процессы размножения и захвата, но и вылета нейтронов из системы. Согласно определению, получим:

$$k_{эф} = k_{\infty} \cdot P, \quad (5.8)$$

где P – вероятности для нейтрона избежать утечки (не уйти из активной зоны) в процессе замедления и диффузии.

Если $k_{эф} > 1$, то число нейтронов в системе, а следовательно, и число делений в единицу времени непрерывно возрастает. При $k_{эф} = 1$ число нейтронов в каждом последующем поколении остается неизменным, и реакция идет с постоянной скоростью. Наконец, при $k_{эф} < 1$ реакция с течением времени затухает.

Чаще всего ядерный реактор характеризуют реактивностью – относительным отклонением $k_{эф}$ от единицы:

$$\rho = \frac{k_{эф} - 1}{k_{эф}} = \pm \frac{\Delta n}{n_2}, \quad (5.9)$$

что физически представляет собой долю изменений количества нейтронов (делений) в новом поколении.

Очевидно, что при $\rho < 0$ реакция гаснет, при $\rho = 0$ идет стационарный процесс, а при $\rho > 0$ интенсивность реакции нарастает. При стационарной работе реактора реактивность постепенно падает за счет отравления активной зоны осколками деления. Из этих осколков особенно вредны сильно поглощающие нейтроны изотопы ксенона Xe^{135} и самария Sm^{149} . Например, для Xe^{135} сечение поглощения тепловых нейтронов равно $3 \cdot 10^6$ барн. Поэтому для обеспечения длительной непрерывной работы реактора без смены горючего необходимо, чтобы он имел начальный запас реактивности. Реактивность и запас реактивности – это два совершенно разных понятия. Реактивность характеризует степень отклонения ядерного реактора от критического состояния. Запаса реактивности $\rho_{зап}$ – это максимально возможная реактивность при полностью извлеченных стержнях управления.

Для ориентировки укажем, что в реакторе первой АЭС запас реактивности составлял 0,13, что соответствует значению $k_{эф} = 1,15$. Для нормальной работы реактора значение реактивности в нем необходимо поддерживать с точностью от 10^{-5} до 10^{-7} в зависимости от типа реактора. Так как, к примеру, при $k_{эф} = 1,01$ система почти мгновенно взорвется.

Главная задача теории реакторов сводится к определению критических размеров, т. е. тех минимальных размеров реактора принятой конфигурации с заданным составом активной зоны, при которых становится возможной самоподдерживающаяся цепная реакция деления.

Таблица 5.5

Критические массы делящихся материалов.

Материал	$m_{кр}$, кг	$R_{кр}$, см
U^{233}	16	6
U^{235}	48	8,5
Pu^{239}	17	6

В реакторах с высоким значением плотности потока тепловых нейтронов (свыше $10^{13} \dots 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$) реактивность заметно спадает после остановки реактора и восстанавливается лишь через несколько десятков часов. На рис. 5.10 приведена зависимость $\rho(t)$ во время работы и после остановки реактора для нескольких значений плотности потока тепловых нейтронов.

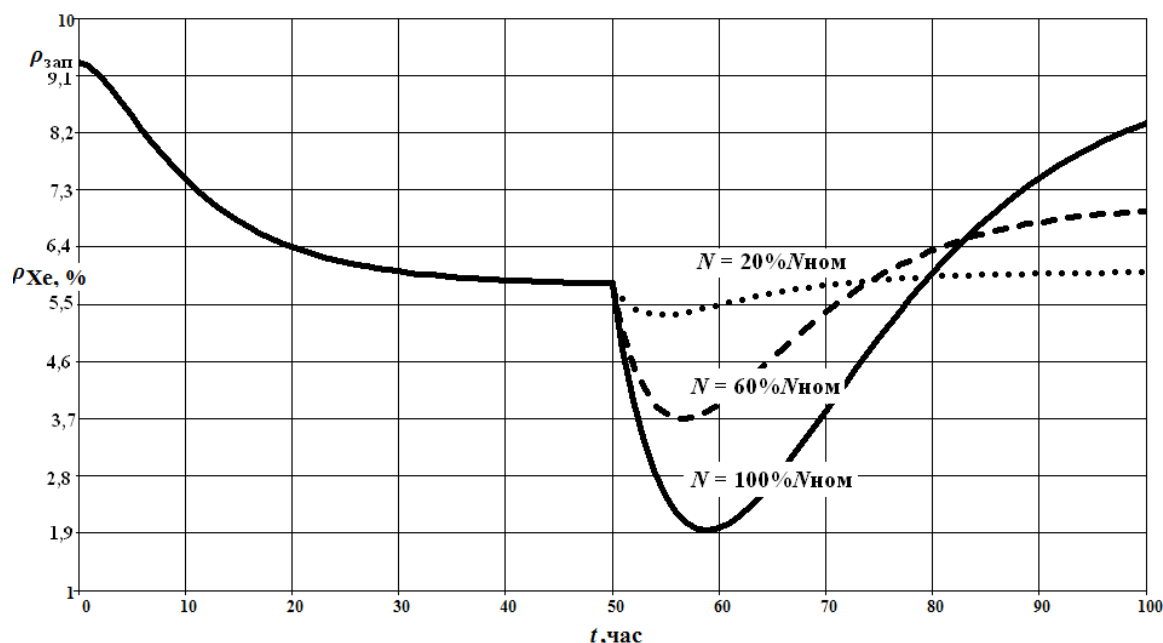
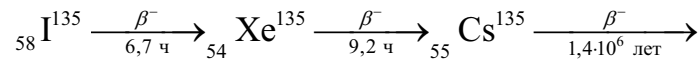


Рис. 5.10. Изменение реактивности ядерного реактора во время работы и после остановки ядерного реактора

Это явление называется «йодной ямой». Механизм йодной ямы таков. При делении U^{235} или Pu^{239} тепловыми нейтронами с вероятностью 6 % получается осколок Te^{135} , который через 0,5 мин путем

β^- -распада превращается в изотоп иода I^{135} . Этот изотоп тоже β^- -активен, но период его полураспада уже равен 6,7 ч. Продуктом распада I^{135} является изотоп ксенона Xe^{135} , уже упоминавшийся в начале как сильнейший поглотитель тепловых нейтронов. Изотоп Xe^{135} в свою очередь претерпевает β^- -распад с периодом 9,2 ч и превращается в практически стабильный изотоп цезия Cs^{135} . Период полураспада изотопа Cs^{135} равен двум миллионам лет (продукт – стабильный изотоп бария Ba^{135}). Из всей этой цепи распадов нам важен лишь отрезок:



Баланс ядер I^{135} и Xe^{135} в реакторе описывается следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} dN_I / dt &= \omega_I \sum_{FUS} \Phi - \lambda_I N_I; \\ dN_{Xe} / dt &= \lambda_I N_I - (\sigma_{Xe} N_{Xe} \Phi + \lambda_{Xe} N_{Xe}). \end{aligned} \quad (5.10)$$

Данная система уравнений при заданной зависимости плотности потока нейтронов от времени и при заданных начальных условиях полностью определяет поведение I^{135} и Xe^{135} при работе ядерного реактора и его остановки. Аналитические решения системы (5.10) громоздки и неудобны, поэтому данную систему дифференциальных уравнений рекомендуется решать численно, например, методом Рунге-Кутты 4-го порядка с фиксированным шагом интегрирования.

В работающем с постоянной мощностью реакторе устанавливается определенная равновесная концентрация ядер Xe^{135} . При больших потоках тепловых нейтронов эта равновесная концентрация мала из-за убыли Xe^{135} в результате поглощения нейтронов. Интенсивность поглощения пропорциональна потоку нейтронов. При остановке реактора поглощение превращается, а накопившийся в реакторе изотоп I^{135} продолжает распадаться. В результате количество Xe^{135} начинает расти до тех пор, пока не распадается заметная доля йода. Это приводит к временному снижению реактивности реактора. При ограниченном запасе реактивности из-за йодной ямы реактор не удается запускать вскоре после остановки. Например, при запасе реактивности 0,1 и плотности потока тепловых нейтронов $\sim 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ через полчаса после остановки реактор нельзя запустить в течение полутора суток.

Энергетическим ядерным реактором называют аппарат, в котором осуществляется управляемая цепная реакция деления, выделяющаяся

при этом энергия превращается в тепловую и отводится из реактора с помощью теплоносителя.

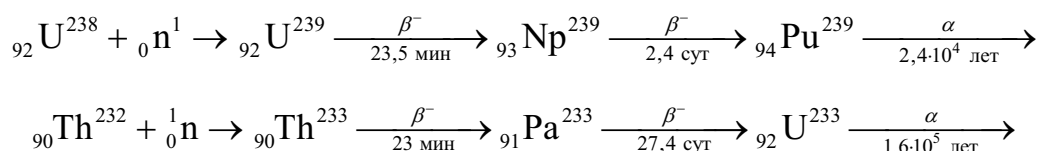
Цепной процесс деления, как было указано, сопровождается интенсивным выделением тепла. В энергетических реакторах выделяется значительное количество тепловой энергии. Отвод ее из активной зоны представляет собой важную и часто сложно реализуемую техническую задачу, которая в основном определяет конструкцию активной зоны и физические показатели реактора.

В качестве делящихся изотопов в реакторах используют U^{235} , U^{233} , U^{238} , Pu^{239} , Th^{232} . Нечетные изотопы (U^{235} , U^{233} , U^{238} , Pu^{239} , Pu^{241}) способны к беспороговому делению, т. е. они делятся нейтронами любых энергий. Четные изотопы (U^{238} , Th^{232}) делятся только нейтронами с энергией больше некоторого определенного значения – энергии порога, которая несколько ниже средней энергии нейтронов деления E_0 . так, эффективная пороговая энергия U^{238} составляет $\sim 1,4$ МэВ. Изотопы, способные к беспороговому делению, называются ядерным горючим, потому что без них невозможна самоподдерживающаяся цепная реакция деления, т. е. невозможно построить реактор.

Из всех четно-нечетных нуклидов, которые составляют делящуюся основу ядерного топлива, в природе существует только U^{235} . Природный уран состоит из трех изотопов: U^{238} , U^{235} и U^{234} (99,28; 0,714 и 0,00548 % соответственно). Ядерное топливо с таким составом называется естественным или природным. Оно и самое дешевое.

Ядерные реакторы на естественном уране самые большие, кроме того материалы в таких реакторах должны обладать малым сечением поглощения. В настоящий момент вся ядерная энергетика использует слабо обогащенный уран, с обогащением по U^{235} до 5 %. В отечественных реакторах максимальное обогащение достигает 4,4 %, в качестве ядерного используется диоксид урана. В природе не существует U^{233} , Pu^{239} , Pu^{241} . Их получают искусственным путем из неделящихся нуклидов (сырьевые нуклиды) U^{238} и Th^{232} .

В любом ядерном реакторе, в топливе которого содержится U^{238} и Th^{232} , будет возникать U^{233} , Pu^{239} :



U^{235} – является первичным ядерным горючим, U^{233} , Pu^{239} – вторичным ядерным горючим. Процесс получения вторичного ядерного горю-

чего чрезвычайно важен, так позволяет увеличить сырьевую топливную базу ядерной энергетики.

5.3. Схема реактора. Классификация реакторов

Рассмотрим схематически конструкцию ядерного реактора на тепловых нейтронах в состав, которого входят следующие элементы (см. рис. 5.11).

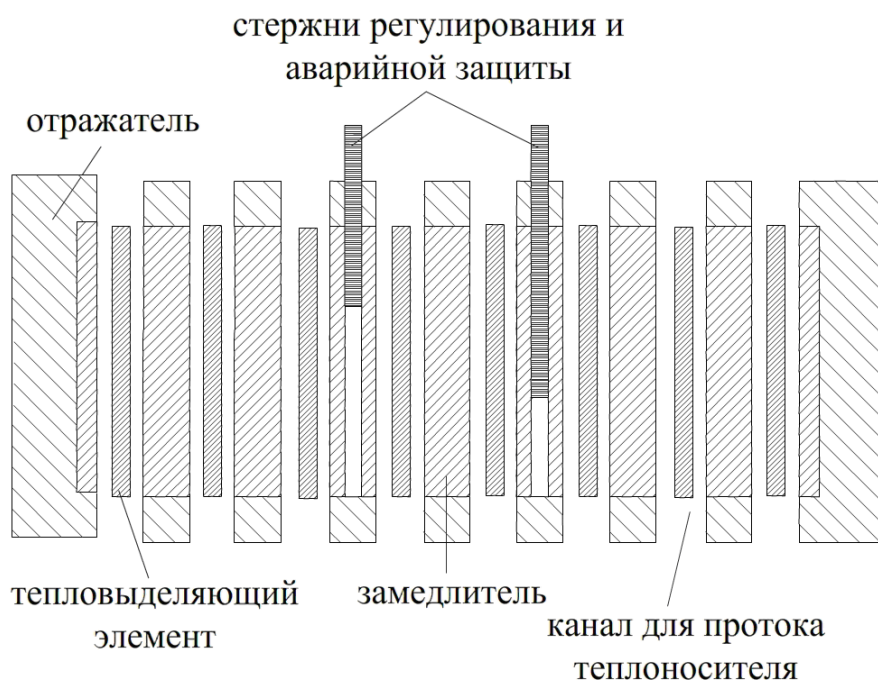


Рис. 5.11. Схема активной зоны гетерогенного ядерного реактора

В активной зоне реактора (см. рис. 5.11 и 5.12) расположены тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы) и замедлитель (в нем нейтроны замедляются до тепловых энергий). ТВЭЛы представляют собой блоки из делящегося материала, заключенные в прочную герметичную оболочку. За счет энергии, выделяющейся при делении ядерного горючего, ТВЭЛы разогреваются, а поэтому для охлаждения они помещаются в поток теплоносителя. Активная зона окружена отражателем нейтронов, уменьшающим утечку нейтронов из активной зоны. Управление реактором, поддержание стационарного процесса и защита от аварий осуществляется с помощью управляющих стержней (СУЗ). Состоит из материалов, сильно поглощающих нейтроны, например из бора или кадмия. Теплоносителем в реакторе служит вода, жидкий натрий и др. Теплоносителем в парогенераторе отдает свое тепло пару, который поступает в паровую турбину. Турбина вращает электрический генератор, ток от которого поступает в электрическую сеть.

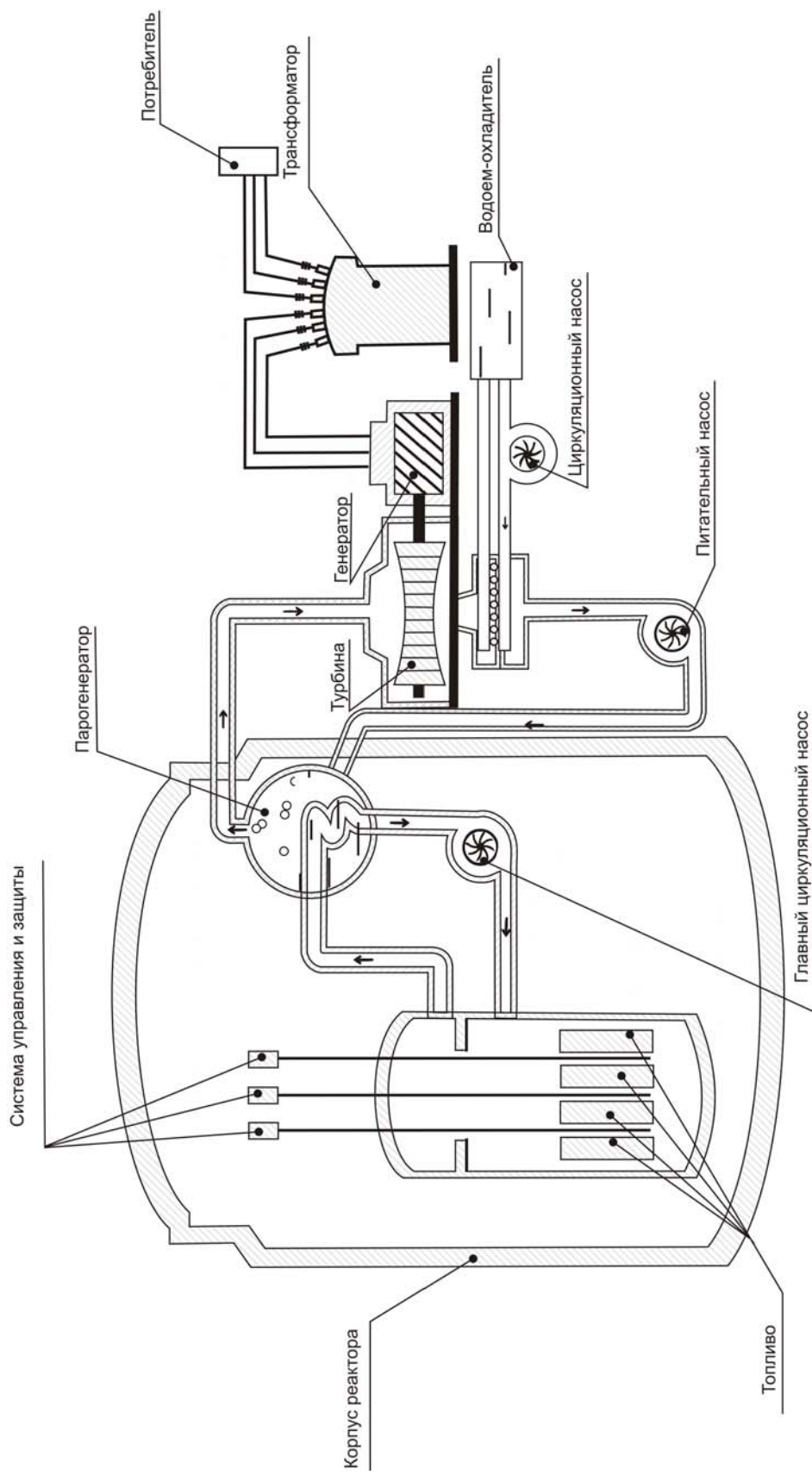


Рис. 5.12. Схема ядерного энергоблока реактора ВВЭР-1000

Реакторы можно классифицировать по физическим признакам, схемо-конструкционным признакам, по видам замедлителя и теплоносителя, по назначению.

По физическим признакам различают реакторы: 1) на быстрых нейтронах со средней энергией $E < 100$ кэВ; 2) на промежуточных нейтронах ($1 \text{ эВ} < E < 10 \text{ кэВ}$) и 3) на тепловых нейтронах ($E = kT$). Реакторы на быстрых нейтронах в отличие от реакторов на тепловых нейтронах не содержат замедлителя в активной зоне, более того, материалы, обладающие замедляющими свойствами, для них противопоказаны. Достоинство реакторов на быстрых нейтронах возможность получения высокого коэффициента воспроизводства, который в энергетических реакторах может достигать 1,8. Следовательно, только в случае применения реакторов на быстрых нейтронах можно использовать весь добываемый уран и торий и в сотни раз расширить топливную базу ядерной энергетики. Еще одна особенность заключается в том, что в реакторах на быстрых нейтронах эффекты отравления не существенны, так как сечения поглощения достигают значительных величин в области тепловых нейтронов.

Массу U^{235} и Pu^{239} можно также сделать надкритической. В этом случае возникающие при делении нейтроны будут вызывать несколько вторичных делений. Поскольку нейтроны движутся со скоростями, превышающими 10^8 см/с, надкритическая сборка может полностью прореагировать (или разлететься) быстрее, чем за тысячную долю секунды. Такое устройство называется ядерной бомбой. Ядерный заряд из плутония или урана переводят в надкритическое состояние обычно с помощью обычного взрыва.

Подкритическую массу окружают химической взрывчаткой. При ее взрыве плутониевая или урановая масса подвергается мгновенному сжатию. Поскольку плотность сферы при этом значительно возрастает, скорость поглощения нейтронов оказывается выше скорости потери нейтронов за счет их вылета наружу. В этом и заключается условие надкритичности.

На рис. 5.13 изображена схема атомной бомбы «Малыш», сброшенной на Хиросиму. Ядерной взрывчаткой в бомбе служил U^{235} , разделенный на две части, масса которых была меньше критической. Необходимая для взрыва критическая масса U^{235} создавалась в результате соединения обеих частей «методом пушки» с помощью обычной взрывчатки.

При взрыве 1 т тринитротолуола (ТНТ) высвобождается 10^9 кал или $4 \cdot 10^9$ Дж. При взрыве атомной бомбы, расходующей 1 кг ^{239}Pu или ^{235}U , высвобождается около $8 \cdot 10^{13}$ Дж энергии. Это почти в 20000 раз больше, чем при взрыве 1 т ТНТ.

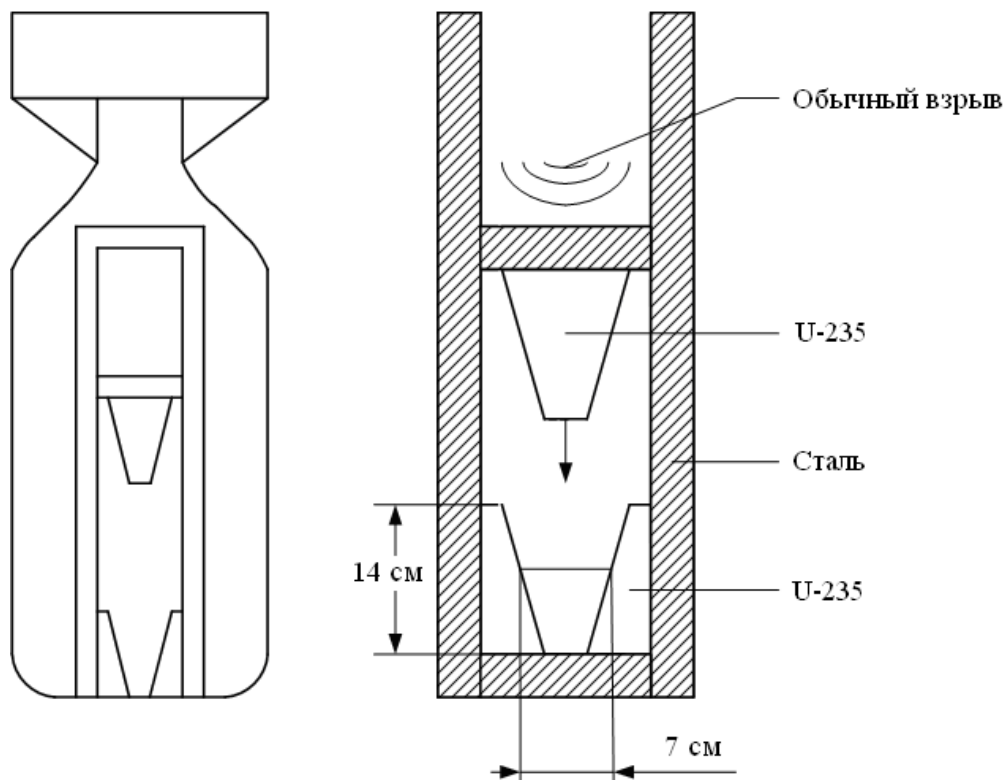
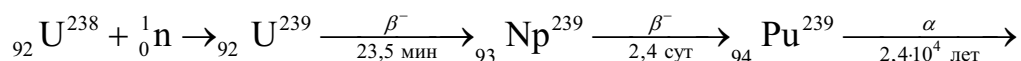


Рис. 5.13. Схема атомной бомбы «Малыш»

Такая бомба называется 20-килотонной бомбой. Современные бомбы мощностью в мегатонны в миллионы раз мощнее обычной ТНТ-взрывчатки. Производство плутония основано на облучении ^{238}U нейтронами, ведущем к образованию изотопа U^{239} , который в результате β -распада превращается в Np^{239} , а затем после еще одного бета-распада в Pu^{239} .



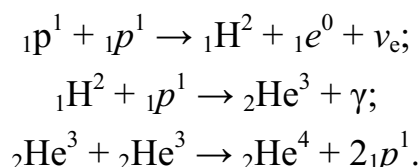
При поглощении нейтрона с малой энергией оба изотопа U^{235} и Pu^{239} испытывают деление. Продукты деления характеризуются более сильной связью (~1 МэВ на нуклон), благодаря чему в результате деления высвобождается примерно 200 МэВ энергии.

5.4. Термоядерные реакции

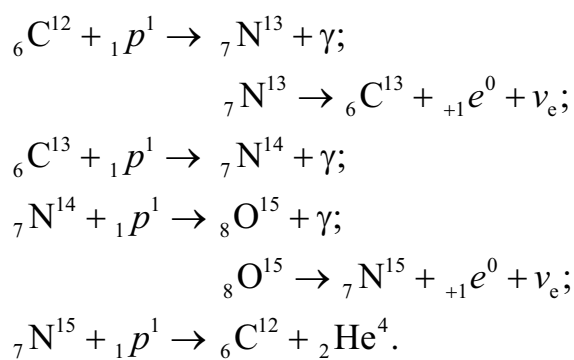
Колоссальным источником энергии может служить реакция синтеза атомных ядер – образование из легких ядер более тяжелых. Природа энергии Солнца и звезд подтверждает практическую осуществимость реакции синтеза. Как известно, солнечная энергия освобождается в результате двух кольцевых процессов, называемых протонно-протонным и углеродно-азотным циклами, которые сводятся к последовательному преобразованию протонов в ядра гелия с выделением большого количе-

ства энергии. Продолжительность углеродно-азотного цикла составляет несколько десятков миллионов лет, а протонно-протонного – даже около 15 млрд. лет. Тем не менее, из-за колоссального количества участвующих в циклах ядер, Солнце непрерывно излучает огромную энергию.

1) протонно-протонный (водородный) характерный для температур примерно 10^7 К:

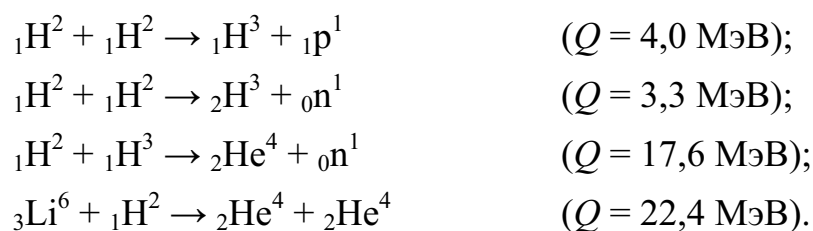


2) углеродно-азотный (углеродный) характерен для более высоких температур (примерно $2 \cdot 10^7$ К):



В результате этого цикла четыре протона превращаются в ядро гелия, и выделяется энергия, равная 26,7 МэВ. Ядра же углерода, число которых остается неизменным, участвуют в реакции в роли катализатора.

В земных условиях наиболее многообещающими реакциями являются:



В реакциях синтеза выделяется значительно больше энергии в расчете на один нуклон, чем в реакциях деления. Например, при делении ядра урана выделяется около 200 МэВ, что составляет 0,84 МэВ/нуклон, а в реакциях синтеза эта энергия может составлять величину равную $17,6/5=3,5$ МэВ/нуклон.

А если учесть, что существующие на Земле запасы дейтерия практически неисчерпаемы (он входит в состав воды океанов), то ясно, что с осуществлением управляемой реакции синтеза в земных условиях будет полностью решена проблема энергоснабжения человечества.

Термоядерные реакции дают наибольший выход энергии на единицу массы «горючего», чем любые другие превращения, в том числе и деление тяжелых ядер. Например, количество дейтерия в стакане простой воды энергетически эквивалентно примерно 60 л бензина. Поэтому заманчива перспектива осуществления термоядерных реакций искусственным путем.

Серьезным препятствием на пути к получению энергии из «воды» является закон Кулона. Электростатическое отталкивание двух дейтронов при комнатной температуре не позволяет им сблизиться до расстояний, на которых сказываются короткодействующие ядерные силы притяжения. Предположим, что для преодоления электростатического отталкивания два дейтрона должны сблизиться до 10^{-14} м. Найдем высоту электростатического потенциального барьера в МэВ:

$$U = k_0 \frac{e^2}{r} = 9 \cdot 10^9 \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{10^{-14}} \text{ Дж} = 2,3 \cdot 10^{-14} \text{ Дж} = 0,14 \text{ МэВ}. \quad (5.10)$$

Пусть энергия каждого дейтрона равна $(3/2)kT$. Определим температуру нагрева дейтронов (кинетическую энергию, которой должен обладать детрон), чтобы преодолеть этот потенциальный барьер.

Два дейтрона должны иметь энергию 0,14 МэВ, или каждый из них 0,07 МэВ. Таким образом,

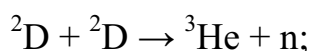
$$(3/2)kT = 0,07 \text{ МэВ} = 1,15 \cdot 10^{15} \text{ Дж},$$

отсюда

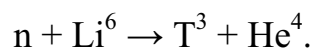
$$T = 5,6 \cdot 10^8 \text{ К}.$$

Если бы удалось нагреть дейтерий до таких высоких температур, тобыло бы возможно осуществить реакцию синтеза. Благодаря тому, что имеется возможность проникновения сквозь барьер, нет необходимости в создании столь высоких температур. Для получения управляемой термоядерной энергии и для инициирования термоядерного взрыва водородной бомбы достаточно температуры около $5 \cdot 10^7$ К.

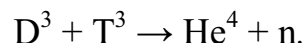
Ядерные реакции, требующие для своего осуществления температур порядка миллионов градусов, называются термоядерными. Мгновенные температуры, развивающиеся при взрыве ядерной бомбы, оказываются достаточно высокими, чтобы поджечь термоядерное горючее. Вместо жидкого дейтерия в качестве горючего используется соединение LiD, причем только с изотопом Li⁶. Изотоп Li⁶ поглощает нейтроны, возникающие в реакции



таким образом



Затем тритий вступает в реакцию



Происходит выгорание дешевого дейтерида лития (${}^6\text{Li}^2\text{D}$) с образованием He^3 , He^4 и нейтронов. Начавшись, термоядерные реакции сопровождаются выделением энергии, и этим обеспечивается поддержание высоких температур, пока большая часть вещества быстро не «выгорит». Происходит взрыв водородной бомбы. Термоядерное горючее для водородной бомбы (дейтерид лития) дешево, и нет ограничений на его количество при использовании в отдельной бомбе.

Энерговыведение при взрыве термоядерной водородной бомбы можно почти удвоить (при этом стоимость ее увеличится не намного) за счет использования оболочки из U^{238} (слойка Alarm Clock) (см. рис. 5.14).

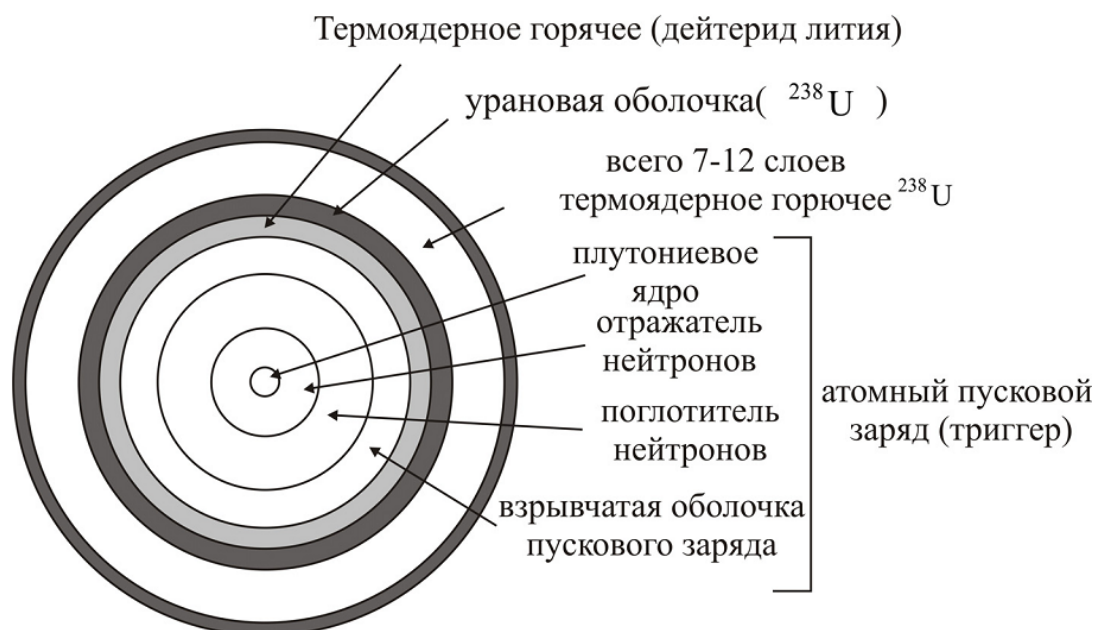


Рис. 5.14

В этом случае нейтроны, возникающие в результате термоядерных реакций, вызывают деление ядер U^{238} , что приводит к увеличению числа нейтронов, бомбардирующих Li^6 .

Впервые искусственная термоядерная реакция осуществлена в СССР (1953 г.), а затем (через полгода) в США в виде взрыва водородной бомбы, являющегося неуправляемой реакцией. Взрывчатым веществом являлся дейтерид лития, а запалом — «обычная» ядерная бомба,

при взрыве которой возникает необходимая для протекания термоядерной реакции температура.

Особый интерес представляет осуществление управляемой термоядерной реакции, для обеспечения которой необходимо создание и поддержание в ограниченном объеме температуры порядка 10^7 К. Поскольку при данной температуре термоядерное рабочее вещество представляет собой полностью ионизованную плазму, возникает проблема ее эффективной термоизоляции от стенок рабочего объема. На данном этапе развития считается, что основной путь в этом направлении – это удержание плазмы в ограниченном объеме сильными магнитными полями специальной конструкции. На рис. 5.15 показана предполагаемая схема конструкции реактора.

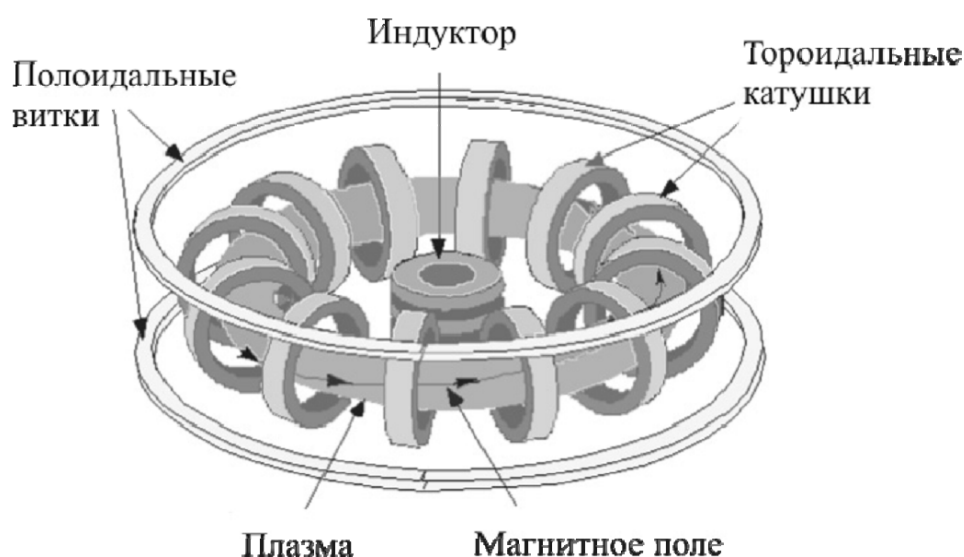


Рис. 5.15. Схема термоядерного реактора

Электростанция, работающая на термоядерной реакции, из-за отсутствия в ней продуктов деления должна иметь значительно меньшую радиоактивность по сравнению с ядерными реакторами. Однако в термоядерных установках испускается, а затем захватывается большое число нейтронов, что, как правило, приводит к образованию радиоактивных изотопов. Поэтому вокруг камеры с плазмой предполагается создавать оболочку («бланкет») из лития. И в этом случае нейтроны будут производить тритий (изотоп водорода T^3 с периодом полураспада 12 лет), который можно использовать в дальнейшем как горючее.

В настоящее время, в рамках осуществления мировой термоядерной программы, интенсивно разрабатываются новейшие системы типа токамак.

Первый российский сферический токамак «Глобус-М» создан в Санкт-Петербурге. Планируется создание крупного токамака ТМ-15

для исследования управления конфигурацией плазмы. Начато сооружение казахстанского токамака КТМ для отработки технологий термоядерной энергетики. На рис. 5.16 приведена модель термоядерного реактора ITER в разрезе.

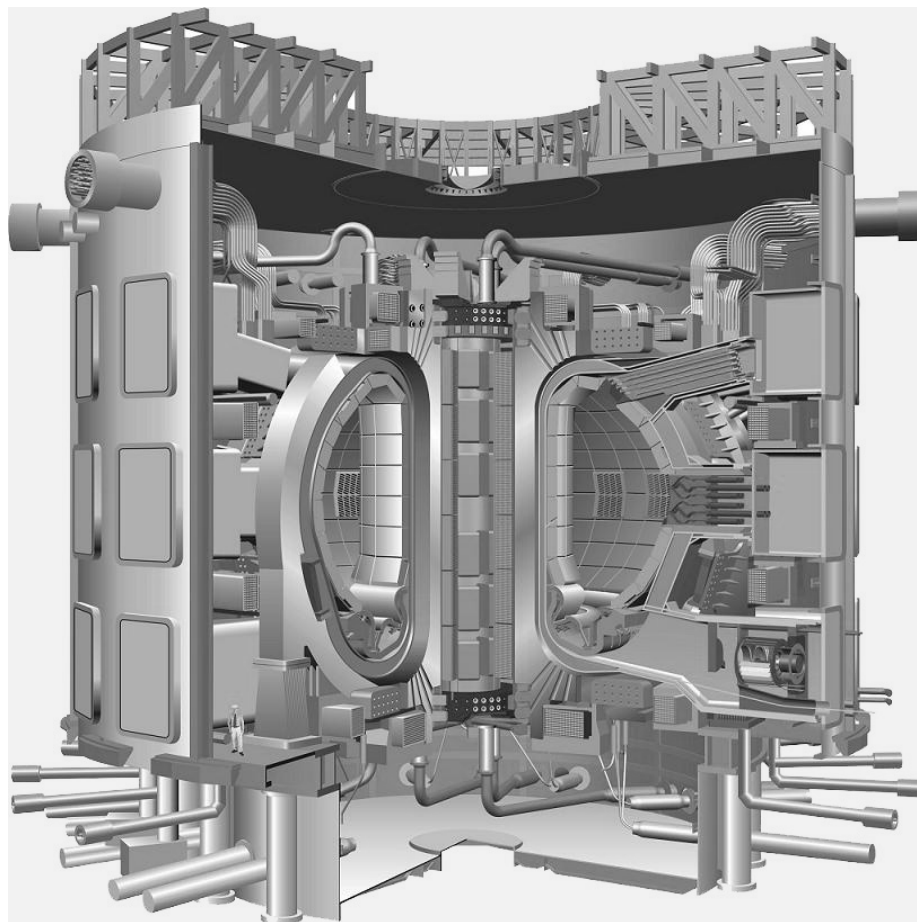


Рис. 5.16. Модель термоядерного реактора ITER в разрезе

ГЛАВА 6. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

В древние времена считалось, что весь материальный мир построен из четырех основных субстанций – земли, воздуха, огня и воды. Это были своего рода «элементарные частицы» природы. В начале 30-х годов нашего столетия современная наука смогла найти более приемлемое описание строения вещества на основе четырех типов элементарных частиц – протонов, нейтронов, электронов и фотонов. Это была чрезвычайно простая и привлекательная схема: с помощью всего лишь четырех типов элементарных частиц, следуя законам квантовой механики, удалось объяснить природу химических элементов, их соединений и испускаемых ими излучений. Добавление пятой частицы – нейтрино – позволило объяснить также процессы радиоактивного распада. Казалось, что названные элементарные частицы являются, в конечном счете, основными кирпичами мироздания.

Но эта кажущаяся простота вскоре исчезла. Не прошло и года после открытия нейтрона, как был обнаружен позитрон. В 1936 г. среди продуктов взаимодействия космических лучей с веществом был открыт первый мезон. В 1947 г. был обнаружен мезон второго типа, и вскоре после этого удалось наблюдать мезоны иной природы, а также другие необычные частицы. Эти частицы рождались под действием космических лучей столь редко, что поначалу нельзя было провести детальных исследований их свойств и взаимодействий. Однако после того, как были построены ускорители, позволяющие получать частицы все больших энергий, удалось не только выполнить ряд таких исследований, но и одновременно открыть множество новых частиц.

В настоящее время известно более сотни различных мезонов и других частиц со странными свойствами. Их массы лежат в пределах от 200 электронных масс до масс, в несколько раз превышающих массу протона. Существование всех этих новых частиц скоротечно, ни одна из них не живет дольше нескольких микросекунд, а многие частицы распадаются примерно через 10^{-23} с после своего образования. Конечные продукты распадов этих частиц – обычные составные части вещества, т. е. протоны, электроны и фотоны, а также нейтрино.

Необходимо отметить, что позитроны и антипротоны в свободном состоянии устойчивы, но при взаимодействии с обычным веществом они аннигилируют.

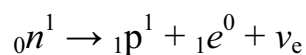
Элементарными следует называть микрочастицы, относительно которых нет доказательств, что они являются составными. Это электроны,

протоны, нейтроны и многие другие частицы. Впрочем, ситуация с определением элементарности усложнилась после того, как выяснилось, что многие из этих частиц имеют внутреннюю структуру.

Несмотря на последнее обстоятельство, за этими частицами сохранили название элементарных. И это в какой-то степени оправдано: во всех наблюдавшихся до сих пор явлениях каждая такая частица ведет себя как единое целое. Они могут рождаться и превращаться друг в друга, но не расщепляться на какие-то составляющие.

Поэтому теперь в ядерной физике под термином «элементарные частицы» понимается общее название для всех субатомных частиц, отличных от атомов и атомных ядер.

Итак, частицы, которые мы называем элементарными, ведут себя как единое целое и обладают способностью к рождению и взаимопревращению. Например, распад нейтрона:



где нейтрон превращается в протон, электрон и нейтрино. Продукты распада нейтрона возникают только в самом этом процессе. До распада их не было совсем, и они не входили в состав нейтрона.

Для элементарных частиц весьма характерна их многочисленность. В настоящее время открыто несколько сотен частиц, подавляющее большинство которых нестабильно.

Источниками заряженных частиц высоких энергий являются в основном ускорители. Вместе с детекторами они позволяют исследовать процессы в которых образуются и взаимодействуют различные элементарные частицы. Вот почему физику элементарных частиц часто называют физикой высоких энергий.

6.1. Виды фундаментальных взаимодействий

Современной науке известны четыре типа фундаментальных взаимодействий: сильное, электромагнитное, слабое, гравитационное. Сильное взаимодействие осуществляется между нуклонами в атомных ядрах. Оно присуще также большому количеству элементарных частиц, так называемых адронов (протоны, нейтроны, гипероны, мезоны и др.). Электромагнитное взаимодействие осуществляется между электрическими зарядами. К электромагнитным взаимодействиям сводятся обычно воспринимаемые нами силы: химические, молекулярные, упругие, вязкие и др. Слабые взаимодействия вызывают β -распад радиоактивных ядер и вместе с электромагнитными силами присущи лептонам – элементарным частицам, не участвующим в сильных взаимодействиях и обладающих спином $\frac{1}{2}$ (электрон, мю-

он, нейтрино и др.). Нейтральные лептоны не участвуют в электромагнитных взаимодействиях. Гравитационное взаимодействие присуще всем частицам.

Энергетика взаимодействий связана со временем их протекания. Для сравнения скоростей взаимодействий обычно берут частицы с одной и той же энергией, например, принимают кинетическую энергию сталкивающихся частиц равной 1 ГэВ, характерную для физики элементарных частиц. При таких энергиях сильные взаимодействия осуществляются за времена порядка 10^{-23} с, электромагнитные – 10^{-20} с, слабые – 10^{-9} с.

Вид взаимодействия, присущий определенной частице, определяет и такой параметр, как длина её свободного пробега в веществе. Чем интенсивнее тип взаимодействия, тем меньше длина свободного пробега. Так нейтрино с энергией 10 МэВ может пройти слой железа толщиной 10^9 км. Сильные и слабые взаимодействия являются короткодействующими. Радиус действия сильных взаимодействий имеет порядок 10^{-13} см (1ферми), а слабых – $2 \cdot 10^{-16}$ см. Электромагнитные силы являются дальнодействующими. Их интенсивность убывает обратно пропорционально квадрату расстояния между взаимодействующими частицами. Аналогичному закону подчиняются и гравитационные силы. Количественно соотношения интенсивности типов взаимодействий представлены в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Интенсивность различных типов взаимодействий

Тип взаимодействия	Объекты взаимодействия	Радиус действия	Интенсивность взаимодействия по отношению к сильному
Сильное	Адроны	10^{-13} см	1
Электромагнитное	Заряженные частицы	∞	$10^{-3} - 10^{-2}$
Слабое	Все частицы	10^{-15} см	$10^{-15} - 10^{-16}$
Гравитационное	Масса	∞	$10^{-40} - 10^{-38}$

Остановимся более подробно на характеристике этих взаимодействий.

1. Сильные взаимодействия удерживают нуклоны в атомных ядрах, они же присущи большинству адронов (протон, нейтрон, гипероны, мезоны и др.). Эти взаимодействия короткодействующие: на расстояниях свыше 10^{-13} см они прекращаются, вследствие чего сильные взаимодействия не способны создавать структуры макроскопических размеров.

2. Электромагнитные взаимодействия осуществляются через электромагнитное поле. Они значительно слабее сильных взаимодействий, однако из-за дальнего действия электромагнитные силы во многих случаях оказываются главными. Именно эти силы вызывают разлет осколков, которые образуются при делении атомных ядер. Эти силы ответственны за все электрические и магнитные явления, наблюдаемые нами в различных формах их проявления: оптических, механических, тепловых, химических и т. д.
3. Слабые взаимодействия весьма малы по сравнению с сильными и электромагнитными. Слабые взаимодействия являются универсальными: они присутствуют во всех взаимодействиях.
4. Гравитационные взаимодействия самые слабые. Они универсальны. Но для элементарных частиц эти взаимодействия никакого значения не имеют, поэтому современная физика элементарных частиц – это физика без гравитации. В связи с этим в дальнейшем под фундаментальными мы будем понимать только сильные, электромагнитные и слабые взаимодействия.

Практически все элементарные частицы являются нестабильными (за исключением фотона, электрона и трех нейтрино). Время жизни таких частиц варьируется в пределах от 10^{-18} до 10^{-11} с (у так называемых резонансов еще меньше). Но в некоторых случаях оно оказывается весьма продолжительным: например, среднее время жизни свободного нейтрона составляет 11,7 мин.

6.2. Систематика элементарных частиц

Бозоны и фермионы. Все частицы (включая и неэлементарные, и так называемые квазичастицы) подразделяют на бозоны и фермионы. Бозоны – это частицы с нулевым или целочисленным спином (фотон, мезоны и др.). Фермионы же – это частицы с полуцелым спином (электрон, мюон, таон, нейтрино, протон, нейтрон и др.).

Время жизни τ . Практически все элементарные частицы, как уже говорилось, являются нестабильными, распадаясь на другие частицы. По времени жизни различают стабильные, квазистабильные и так называемые резонансы. Резонансами называют частицы, распадающиеся за счет сильного взаимодействия с временем жизни $\sim 10^{-23}$ с. Нестабильные частицы с временем жизни, превышающим 10^{-20} с, распадаются за счет электромагнитного или слабого взаимодействия. По сравнению с характерным ядерным временем (10^{-23} с) время 10^{-20} с следует считать большим. По этой причине их и называют квазистабильными. Стабильными же частицами ($\tau \rightarrow \infty$) являются только фотон, электрон, протон и нейтрино.

Переносчики взаимодействия. Это особая группа элементарных частиц, в которую входят фотоны (переносчики электромагнитного взаимодействия), родственные им W - и Z -бозоны (переносчики слабого взаимодействия), так называемые глюоны (переносчики сильного взаимодействия) и гипотетические гравитоны.

Все остальные частицы подразделяют по характеру взаимодействий, в которых они участвуют, на лептоны и адроны.

Лептоны. Это частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях и имеющие спин $1/2$. К ним относятся электроны, мюоны, таоны и соответствующие им нейтрино. Лептоны принимают участие в слабых взаимодействиях. За исключением нейтрино, лептоны участвуют и в электромагнитных взаимодействиях.

Все лептоны можно отнести к истинно элементарным частицам, поскольку у них, в отличие от адронов, не обнаружена внутренняя структура.

Адроны. Так называют элементарные частицы, участвующие в сильных взаимодействиях. Как правило, они участвуют и в электромагнитном, и в слабом взаимодействиях. Эти частицы образуют самую многочисленную группу частиц (свыше 400). Адроны подразделяют на мезоны и барионы. *Мезоны* – это адроны с нулевым или целочисленным спином (т. е. бозоны). К ним относятся π -, K - и η -мезоны, а также множество мезонных резонансов, т. е. мезонов с временем жизни $\sim 10^{-23}$ с. *Барионы* – это адроны с полуцелым спином (т. е. фермионы) и массами, не меньшими массы протона. К ним относятся нуклоны (протоны и нейтроны), гипероны и множество барионных резонансов. За исключением протона, все барионы нестабильны. Нестабильные барионы с массами, большими массы протона, и большим временем жизни (сравнительно с ядерным $\sim 10^{-23}$ с) называют гиперонами. Это гипероны Λ , Σ , Ξ и Ω . Все гипероны имеют спин $1/2$, за исключением Ω , спин которого $3/2$. За время $\tau \sim 10^{-10} \div 10^{-19}$ с они распадаются на нуклоны и легкие частицы (π -мезоны, электроны, нейтрино, γ -кванты).

Сведем для наглядности основную систематику элементарных частиц в табл. 6.2.

Таблица 6.2

Систематика элементарных частиц

Фотоны	Лептоны	Адроны		
		Мезоны	Барионы	
			Нуклоны	Гипероны
γ	e, μ, τ, ν	π, K, η и резонансы	p, n	$\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ и резонансы

6.3. Античастицы

Частицы и античастицы. Существование античастиц является универсальным свойством элементарных частиц. Каждой частице соответствует своя античастица: например, электрону e^- – позитрон e^+ , протону p^+ – антипротон p^- , нейтрону n – антинейтрон \bar{n} и т. д. Позитрон и антипротон отличаются от электрона и протона прежде всего знаком электрического заряда. Антинейтрон отличается от нейтрона знаком магнитного момента.

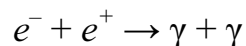
В общем случае античастица отличается от частицы только знаками так называемых зарядов (электрического, барионного, лептонного, странности), с которыми связаны определенные законы сохранения.

Такие же характеристики как масса, спин, время жизни у них одинаковы.

В некоторых случаях античастица совпадает со своей частицей, т. е. все свойства частицы и античастицы одинаковы. Такие частицы называют истинно нейтральными. К ним относятся, например, фотон γ , π^0 -мезон и η^0 -мезон.

Понятия частицы и античастицы относительны. Электрон считают частицей, а позитрон – античастицей только потому, что во Вселенной преобладают именно электроны, а позитроны более экзотические частицы. Условившись считать электрон и протон частицами, далее с помощью законов сохранения можно однозначно установить, чем является каждая элементарная частица – частицей или античастицей.

Аннигиляция и рождение пар. При встрече электрона с позитроном происходит их аннигиляция, т. е. превращение их в γ -кванты, например так:



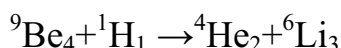
Заметим, что один γ -квант при этом излучиться не может: в этом случае нарушался бы закон сохранения импульса. Это легко понять, если рассмотреть процесс в C -системе, где суммарный импульс электрона и позитрона равен нулю.

Существует процесс, обратный аннигиляции, – рождение пар: γ -квант может породить пару e^-e^+ . Для этого необходимо, чтобы энергия γ -кванта была не меньше собственной энергии пары $2m_e c^2$. Этот процесс может происходить только в поле атомного ядра, иначе нарушался бы закон сохранения импульса. В самом деле, в C -системе суммарный импульс образовавшейся пары был бы равен нулю, тогда как импульс породившего ее γ -кванта отличен от нуля. При наличии атомного ядра импульс γ -кванта будет восприниматься ядром без нарушения закона сохранения импульса.

Аннигилируют не только электрон с позитроном, но и любая другая частица со своей античастицей. Однако при аннигиляции тяжелых частиц и античастиц возникают преимущественно π -мезоны (доля γ -квантов весьма мала). Это обусловлено проявлением различных типов взаимодействий: аннигиляция электрона с позитроном вызывается электромагнитным взаимодействием, тогда как аннигиляция более тяжелых частиц – адронов – сильным взаимодействием.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

1. Найти энергию реакции:



если известно, что кинетические энергии протона $T_p = 5,45$ МэВ, ядра гелия $T_{\text{He}} = 4$ МэВ и что ядро гелия вылетело под углом 90° к направлению движения протона. Ядро-мишень ${}^9\text{Be}$ неподвижно.

Решение. Энергия реакции Q есть разность между суммой кинетических энергий ядер-продуктов реакции и кинетической энергией налетающего ядра:

$$Q = T_{\text{Li}} + T_{\text{He}} - T_{\text{H}}. \quad (1)$$

В этом выражении неизвестна кинетическая энергия T_{Li} лития. Для ее определения воспользуемся законом сохранения импульса:

$$p_p = p_{\text{He}} + p_{\text{Li}}. \quad (2)$$

Векторы p_p и p_{He} по условию задачи взаимно перпендикулярны и, следовательно, вместе с вектором p_{Li} образуют прямоугольный треугольник. Поэтому

$$p_p^2 = p_{\text{He}}^2 + p_{\text{Li}}^2. \quad (3)$$

Выразим в этом равенстве импульсы ядер через их кинетические энергии. Так как кинетические энергии ядер по условию задачи много меньше энергий покоя этих ядер, то можно воспользоваться классической формулой:

$$p^2 = 2mT. \quad (4)$$

Заменив в уравнении (3) квадраты импульсов ядер их выражениями (4), после упрощения получим:

$$m_{\text{Li}}T_{\text{Li}} = m_{\text{He}}T_{\text{He}} + m_pT_p,$$

откуда

$$T_{\text{Li}} = (m_{\text{He}}T_{\text{He}} + m_pT_p)/m_{\text{Li}},$$

Подставив числовые значения в формулу (1), найдем

$$Q = T_{\text{He}} + T_{\text{Li}} - T_{\text{p}} = (3,58 + 5,45) \text{ МэВ} = 2,13 \text{ МэВ}.$$

Ответ: $Q = 2,13 \text{ МэВ}$.

2. Решить задачу предыдущего примера, считая, что кинетические энергии и направления движения ядер неизвестны.

Решение: Применим закон сохранения полной релятивистской энергии:

$$E_{\text{Be}} + E_{\text{p}} = E_{\text{He}} + E_{\text{Li}}. \quad (1)$$

Полная релятивистская энергия ядра равна сумме энергии покоя и кинетической энергии:

$$E = mc^2 + T. \quad (2)$$

В формуле (2) для упрощения записи масса покоя обозначена не через m_0 , а через m .

Так как ядро-мишень ${}^9\text{Be}$ неподвижно, то на основании формулы (2) уравнение (1) примет вид:

$$m_{\text{Be}}c^2 + m_{\text{p}}c^2 + T_{\text{p}} = m_{\text{He}}c^2 + T_{\text{He}} + m_{\text{Li}}c^2 + T_{\text{Li}}. \quad (3)$$

Пользуясь формулой (1) и уравнением (3), определим энергию реакции:

$$Q = T_{\text{He}} + T_{\text{Li}} - T_{\text{H}} = c^2[(m_{\text{Be}} + m_{\text{p}}) - (m_{\text{He}} + m_{\text{Li}})]. \quad (4)$$

При числовом подсчете массы ядер заменим массами нейтральных атомов. Легко убедиться, что такая замена не повлияет на результат вычисления. В самом деле, так как масса ядра m равна разности между массой нейтрального атома M и массой Zm_e электронов, образующих электронную оболочку, то

$$Q = c^2 [(M_{\text{Be}} - 4m_e + M_{\text{p}} - m_e) - (M_{\text{He}} - 2m_e + M_{\text{Li}} - 3m_e)]. \quad (5)$$

Упростив уравнение (5), найдем

$$Q = c^2 \cdot [(M_{\text{Be}} + M_{\text{H}}) - (M_{\text{He}} + M_{\text{Li}})].$$

Подставив числовые значения коэффициента пропорциональности c^2 и масс нейтральных атомов, получим:

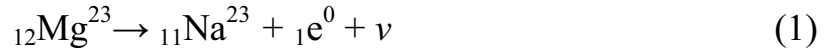
$$Q = 931 \cdot [(9,0219 + 1,00783) - (4,00260 + 6,01513)] \text{ МэВ} = 2,13 \text{ МэВ}.$$

что совпадает с результатом, полученным в примере 1.

Ответ: $Q = 2,13 \text{ МэВ}$.

3. Радиоактивное ядро магния ^{23}Mg выбросило позитрон и нейтрино. Определить энергию β^+ -распада ядра.

Решение: Реакцию β^+ -распада ядра магния можно записать следующим образом:



Принимая, что ядро магния было неподвижным, и учитывая, что масса покоя нейтрино равна нулю, напишем уравнение энергетического баланса. На основании закона сохранения полной релятивистской энергии имеем:

$$c^2 m_{\text{Mg}} = c^2 m_{\text{Na}} + T_{\text{Na}} + c^2 m_e + T_e + T_\nu. \quad (2)$$

Энергия распада

$$Q = T_{\text{Na}} + T_e + T_\nu = c^2(m_{\text{Mg}} - m_{\text{Na}} - m_e)$$

Выразим массы ядер магния и натрия через массы соответствующих нейтральных атомов:

$$Q = c^2 [(M_{\text{Mg}} - 12m_e) - (M_{\text{Na}} - 11m_e) - m_e].$$

Так как массы покоя электрона и позитрона одинаковы, то после упрощений получим

$$Q = c^2 (M_{\text{Mg}} - M_{\text{Na}} - 2m_e).$$

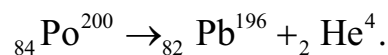
Сделав подстановку, найдем

$$Q = 931,5 (22,99414 - 22,98777 - 0,00110) \text{ МэВ} = 3,04 \text{ МэВ}.$$

Ответ: $Q = 3,04 \text{ МэВ}$.

4. Покоившееся ядро Po^{200} испускает α -частицу с кинетической энергией $T_\alpha = 5,77 \text{ МэВ}$. Определить: 1) скорость отдачи дочернего ядра; 2) какую долю кинетической энергии α -частицы энергия отдачи дочернего ядра.

Решение: Альфа-распад протекает по следующей схеме:



Согласно закону сохранения импульса, имеем:

$$m_\alpha v_\alpha = m_d v_d. \quad (1)$$

Кинетическая энергия α -частицы, равна:

$$T_\alpha = \frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2}. \quad (2)$$

Используя соотношения (1) и (2) определим скорость и кинетическую энергию дочернего ядра:

$$v_d = \frac{m_\alpha v_\alpha^2}{m_d} = \frac{\sqrt{2m_\alpha T_\alpha}}{m_d}, \quad T_\alpha = \frac{m_d v_d^2}{2} = \frac{m_\alpha T_\alpha}{m_d} \quad (3)$$

и

$$\frac{T_d}{T_\alpha} = \frac{m_\alpha}{m_d}. \quad (3.1)$$

Подставляя исходные данные в (3) и (3.1), получим:

$$v_d = 339 \text{ км/с}, \quad \frac{T_d}{T_\alpha} = 0,02.$$

Ответ: $v_d = 339 \text{ км/с}, \quad \frac{T_d}{T_\alpha} = 0,02.$

5. При облучении мишени из углерода дейтронами возбуждается ядерная реакция $^{13}\text{C}(d, n)\text{N}^{14}$, выход ω которой имеет максимумы при следующих значениях энергии K_d дейтронов: 0,60, 0,90, 1,55 и 1,80 МэВ. Найдем энергии E^* соответствующих уровней составного ядра, через которые идет данная реакция, если энергия связи дейтрона в составном ядре N^{15} равна $E_{\text{св}} = 16,16$ МэВ.

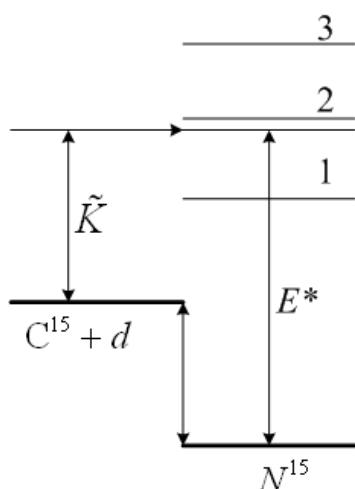


Рис. 6.1

Решение: Из рис. 6.1 видно, что

$$E^* = E_{\text{св}} + \dot{K} = E_{\text{св}} + \frac{\mu}{m_d} K_d, \quad (1)$$

где учтено, что суммарная энергия \tilde{K} исходных частиц (C и d) определяется формулой (3.1). В результате получим:

$$E^* = E_{\text{св}} + \frac{m_c}{m_c + m_d} K_d = E_{\text{св}} + \frac{13}{15} K_d. \quad (2)$$

При указанных значениях K_d получим соответственно 16,68, 16,94, 17,50 и 17,72 МэВ.

Ответ: $E^* = 16,68, 16,94, 17,50$ и $17,72$ МэВ.

6. Найти кинетическую энергию α -частицы, образующейся в реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ при взаимодействии медленных нейтронов с покоящимися ядрами нуклида B^{10} , если энергия реакции $Q = +2,8$ эВ.

Решение: Пренебрегая по условию энергией и импульсом нейтрона, запишем

$$Q = K_{\alpha} + K_{Li}, p_{\alpha} = p_{Li}$$

Из второго равенства следует, что $m_{\alpha}K_{\alpha} = m_{Li}K_{Li}$. Тогда

$$Q = K_{\alpha} + \frac{m_{\alpha}}{m_{Li}}K_{\alpha} \quad \text{и} \quad K_{\alpha} = \frac{Q}{1 + m_{\alpha}/m_{Li}} = \frac{7}{11}Q \approx 1,8 \text{ МэВ.}$$

Ответ:. $Q = 1,8$ МэВ.

7. Какова должна быть толщина кадмиевой пластинки, чтобы поток тепловых нейтронов при прохождении через нее уменьшился в $\eta = 100$ раз? Сечение поглощения нейтрона ядрами атома кадмия $\sigma_a = 2,45$ кб, плотность кадмия $\rho = 8,65$ г/см³.

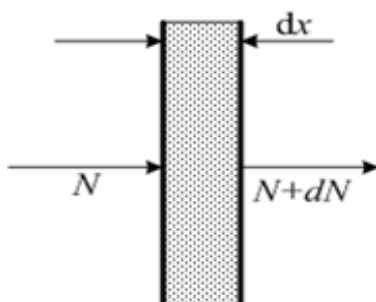


Рис. 6.2

Решение: Выделим мысленно бесконечно тонкий плоский слой кадмия, перпендикулярный потоку нейтронов (см. рис. 6.2). Пусть на 1 см² этого слоя каждую секунду падает N нейтронов. Тогда можно утверждать, что убыль числа ядер равна:

$$-dN = N\sigma n_0 dx, \quad (1)$$

где n_0 – количество ядер в единице объема.

Разделив переменные N и x в формуле (1), проинтегрируем полученное выражение. В результате получим:

$$\ln(N/N_0) = -\sigma n_0 d, \quad (2)$$

откуда искомая толщина равна:

$$d = \frac{\ln(N/N_0)}{\sigma n_0} = \frac{\ln \eta}{\sigma n_0} = 0,40 \text{ мм.}$$

Здесь $n_0 = N_A \rho / \mu$, N_A – постоянная Авогадро, μ – атомная масса (112,4 г/моль).

Ответ:. $d = 0,04$ мм.

8. Найти Энергию Q реакции $\text{Li}^7(p, \alpha)\text{He}^4$, если известно, что энергия связи ядер Li^7 и He^4 равны соответственно $E_{\text{Li}} = 39,2$ МэВ и $E_{\text{He}} = 28,2$ МэВ.

Решение: Согласно определению, энергия данной реакции равна:

$$Q = (m_{\text{Li}} + m_p) - 2m_{\text{He}}, \quad (1)$$

где m – масса ядер, выраженные в энергетических единицах. Подставим эти массы в соответствии с формулой (2.5) как

$$m_{\text{Li}} = 3m_p + 4m_n - E_{\text{Li}},$$

$$m_{\text{He}} = 2m_p + 2m_n - E_{\text{He}}.$$

После подстановки этих выражений в (1) и сокращения всех m_p и m_n получим выражение:

$$Q = 2E_{\text{He}} - E_{\text{Li}} = 17,2 \text{ МэВ}.$$

Ответ: $Q = 17,2$ МэВ.

9. Литиевую мишень облучают пучком протонов с кинетической энергией в $\eta = 1,50$ раза превышающей пороговое значение реакции $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7 + Q$, где $Q = -1,65$ МэВ. Найти кинетическую энергию нейтронов, вылетающих под прямым углом к пучку протонов.

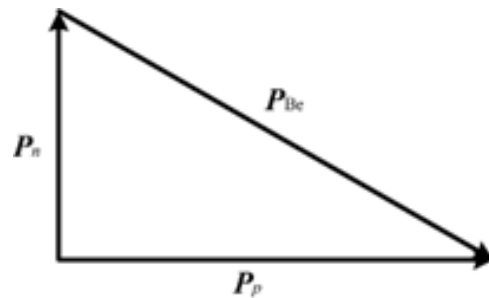


Рис. 6.3

Решение: Из закона сохранения импульса (см. рис. 6.3) и энергии следует:

$$p_n^2 + p_p^2 = p_{\text{Be}}^2 \quad \text{или} \quad mK_n + mK_p = m_{\text{Be}}K_{\text{Be}}, \quad (1)$$

где считаем $m_n = m_p = m$. Согласно определению (соотношение 4.17) второе уравнение можно записать следующим образом:

$$Q = (K_n + K_{\text{Be}}) - K_p \quad \text{или} \quad K_p - |Q| = K_n + K_{\text{Be}}. \quad (2)$$

Решив совместно уравнение (1) и (2) с учетом того, что $K_p = \eta K_{p\text{пор}}$, получим:

$$K_n(m + m_{\text{Be}}) = (m_{\text{Be}} - m)\eta K_{p\text{пор}} - m_{\text{Be}} |Q|. \quad (3)$$

Учтем, что

$$K_{p \text{ пор}} = \frac{m + m_{\text{Li}}}{m_{\text{Li}}} |Q|.$$

Тогда из (3) следует, что

$$K_n = \left(\frac{m_{\text{Be}} - m}{m_{\text{Li}}} \eta - \frac{m_{\text{Be}}}{m + m_{\text{Be}}} \right) |Q| = \left(\frac{6}{7} \eta - \frac{7}{8} \right) |Q| = 0,68 \text{ МэВ}.$$

Ответ: $K_n = 0,68 \text{ МэВ}$.

10. Борную мишень облучают пучком дейтронов с энергией $K_d = 1,50 \text{ МэВ}$. В результате реакции $\text{B}^{10}(d, p)\text{B}^{11}$ под прямым углом к пучку нейтронов испускаются протоны с энергиями $K_p = 7,64, 5,51$ и $4,98 \text{ МэВ}$. Найти энергию E^* уровней возбужденных ядер (см. рис. 3.1), которые отвечают эти значения энергии.

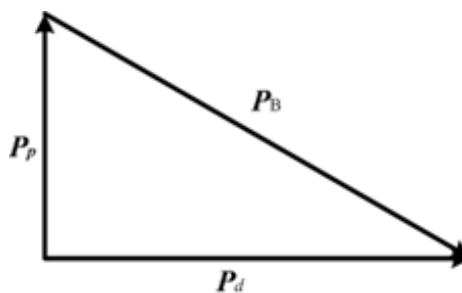


Рис. 6.4

Решение: Из закона сохранения импульса (см. рис. 6.4) следует, что:

$$p_d^2 = p_B^2 - p_p^2 \quad \text{или} \quad m_d K_d = m_B K_B - m_p K_p. \quad (1)$$

Теперь запишем баланс энергий, учитывая, что ядро ^{11}B возникает в возбужденном состоянии:

$$K_d + Q = K_p + K_B + E^*, \quad (2)$$

где Q – энергия реакции (номинальная), определяемая формулой (3.19). Здесь $Q = 9,23 \text{ МэВ}$; E^* – энергия возбуждения ядра B^{11} . Решив совместно уравнения (1) и (2) путем исключения K_B , получим:

$$E^* = Q + \left(1 - \frac{m_d}{m_B} \right) K_d - \left(1 + \frac{m_p}{m_B} \right) K_p = Q + \frac{9}{11} K_d - \frac{12}{11} K_p.$$

При указанных значениях K_p получим соответственно:

$$E^* = 2,12, 4,45 \text{ и } 5,03 \text{ МэВ}.$$

Ответ: $E^* = 2,12, 4,45 \text{ и } 5,03 \text{ МэВ}$.

ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ

1. Перечислить несколько ядерных реакций, в которых может образоваться изотоп Be^8 .
2. Какую минимальную кинетическую энергию в лабораторной системе T_{\min} должен иметь нейтрон, чтобы стала возможной реакция $\text{O}^{16}(\text{n}, \alpha)\text{C}^{13}$?

Ответ: $T_{\min} = T_{\text{пор}} = 2,35 \text{ МэВ}$.

3. Является ли реакция $\text{Li}^6(\text{d}, \alpha)\text{He}^4$ эндотермической или экзотермической? Даны удельные энергии связи ядер в МэВ: $\varepsilon(\text{d}) = 1,11$; $\varepsilon(\alpha) = 7,08$; $\varepsilon(^6\text{Li}) = 5,33$.
4. При облучении мишени из натурального бора наблюдалось появление радиоактивных изотопов с периодами полураспада 20,4 мин. и 0,024 с. Какие образовались изотопы? Какие реакции привели к образованию этих изотопов?
5. Мишень из натурального бора бомбардируется протонами. После окончания облучения детектор β -частиц зарегистрировал активность 100 Бк. Через 40 мин активность образца снизилась до ~ 25 Бк. Каков источник активности? Какая ядерная реакция происходит?

Ответ: $T_{1/2} = 20$ мин., такой период полураспада имеет C^{11} , который образуется в реакции $\text{B}^{11}(\text{p}, \text{n})\text{C}^{11}$.

6. Используя импульсную диаграмму получить связь между углами в л.с. и с.ц.и.

Ответ: $\text{tg}\theta_b = \sin\theta'_b / (k_b + \cos\theta'_b)$.

7. Вычислить сечение рассеяния α -частицы с энергией 3 МэВ в кулоновском поле ядра U^{238} в интервале углов от 150° до 170° .

Ответ: $\sigma = 7,86 \text{ барн}$.

8. Золотая пластинка толщиной $d = 0,1$ мм облучается пучком α -частиц с интенсивностью $N_0 = 10^3$ частиц/с. Кинетическая энергия α -частиц $T = 5$ МэВ. Сколько α -частиц на единицу телесного угла падает в секунду на детектор, расположенный под углом 170° ? Плотность золота $\rho = 19,3 \text{ г/см}^3$.

Ответ: $dN/d\Omega = 0,77 \text{ частиц/(рад}\cdot\text{с)}$.

9. Рассчитать интенсивность пучка нейтронов J , которым облучали пластинку Mn^{55} толщиной $d = 0,1$ см в течении $t_{\text{акт}} = 15$ мин, если спустя $t_{\text{охл}} = 150$ мин после окончания облучения ее активность I составила 2100 Бк. Период полураспада Mn^{56} 2,58 ч, сечение активации $\sigma = 0,48$ барн, плотность вещества пластины $\rho = 7,42$ г/см³.

Ответ: $J = 1,62 \cdot 10^7$ нейтр./с.

10. Рассеяние медленных ($T_n \approx 1$ кэВ) нейтронов на ядре изотропно. Как можно объяснить этот факт?
11. Оценить сечение образования составного ядра при взаимодействии нейтронов с кинетической энергией $T_n = 30$ МэВ с ядрами золота ^{197}Au .

Ответ: $\sigma(c) = 470$ барн.

12. Сравнить полные сечения реакции для α -частиц с энергией 20 Мэв на ядрах Fe^{56} и Au^{197} .

Ответ: Энергия α -частиц больше высоты кулоновского барьера на ядре Fe^{56} и меньше высоты кулоновского барьера на ядре Au^{197} . Следовательно, полное сечение реакций на ядре Au^{197} будет сильно подавлено и меньше, чем сечение реакции на ядре Fe^{56} .

13. Оценить сечение реакции $Cu^{63}(p, n)Zn^{63}$, если известны сечения реакций, идущих с образованием того же составного ядра с той же энергией возбуждения: $Ni^{60}(\alpha, p)Zn^{63} - 0,7$ барн; $Cu^{63}(p, pn)Cu^{62} - 0,87$ барн; $Ni^{60}(\alpha, pn)Cu^{62} 0,97$ барн.

Ответ: $\sigma = 0,63$ барн.

14. Оценить отношение сечений двух- и трехфотонной аннигиляции электрон-позитронной пары.

Ответ: $\sigma_{2\gamma}/\sigma_{3\gamma} = 137$ барн.

15. Как меняются при операции обращения времени, следующие величины: импульс, момент количества движения, энергия, векторный и скалярный потенциалы, напряженность электрического и магнитного поля?

16. Среднее время жизни нейтрона $\tau_n = 890$ с, а мюона $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с. Покажите, что если принять во внимание разницу в энерговыделении (правило Сарджента), то константы взаимодействия в обеих случаях совпадают с точностью до фактора 10.

Ответ: $\alpha_n/\sigma_\mu = 10$.

16. Среднее время жизни мюона равно $2,2 \cdot 10^{-6}$ с. Рассчитайте время жизни τ -лептона, считая, что относительная вероятность распада составляет 18 % и что $m_\tau c^2 = 1777$ МэВ, $m_\mu c^2 = 105,7$ МэВ. Сравните результат с измеренным временем жизни τ -лептона $2,9 \cdot 10^{-13}$ с.

Ответ: $\tau_\tau = 2,9 \cdot 10^{-13}$ с.

18. Пучок протонов с кинетической энергией $T = 500$ МэВ и током $I = 1$ мА проходит через медную пластину толщиной $D = 1$ см. Рассчитать мощность W , рассеиваемую пучком в пластине.

Ответ: $W = 1,67 \cdot 10^4$ Вт.

19. При вращении в магнитном поле с индукцией B электрон излучает электромагнитную энергию (магнитно-тормозное или синхротронное излучение). Интенсивность излучения такова, что за один оборот электрон теряет энергию:

$$\Delta E = 3 \cdot 10^{-5} \cdot E_e^2 B,$$

где E_e – энергия электронов, E_e и ΔE – в ГэВ, B – в Тл. Частота излучаемых квантов в среднем составляет:

$$\omega_\gamma = 10^{18} \cdot E_e^2 B, \text{ с}^{-1}.$$

При каких значениях E_e потери на синхротронное излучение за оборот составляют 10 % от первоначальной энергии электронов? Сколько γ -квантов излучается при этом?

Ответ: $E_e = 3,3 \cdot 10^3$ ГэВ = 3,3 ТэВ, $N_\gamma = 5 \cdot 10^{13}$ γ -квантов.

20. Для создания источника монохроматических фотонов с регулируемой энергией можно использовать комптоновское рассеяние лазерного излучения на ускоренных электронах. Энергия рассеянного фотона E_γ будет зависеть от скорости v ускоренного пучка электронов, энергии $E_{\gamma 0}$ и угла столкновения θ фотонов лазерного излучения с пучком электронов, а также угла φ между направлениями движения первичных и рассеянных фотонов:

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos(\theta - \varphi)}.$$

Вычислить максимальную энергию полученного монохроматического излучения, если в качестве источника первичных фотонов использовать

излучение рубинового лазера ($E_{\gamma 0} = 1,78$ эВ), а электроны имеют кинетическую энергию: 1) 10 МэВ, 2) 1 ГэВ, 3) 5 ГэВ.

Ответ: $E_{\gamma 1} = 1,5$ кэВ, $E_{\gamma 2} = 27,3$ МэВ, $E_{\gamma 3} = 682$ МэВ.

21. Оценить поток солнечных нейтрино на поверхности Земли.

Ответ: $\varphi = 7 \cdot 10^{10}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

22. Почему реакции синтеза ядер в звездах начинаются с реакции $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, идущей за счет слабого взаимодействия, а не с реакции $p + n \rightarrow d + \gamma$, идущей за счет электромагнитного взаимодействия, или других реакций, идущих в результате сильного взаимодействия?

Ответ: Реакция $p + n \rightarrow d + \gamma$ оказывается невозможной, так как в звездной среде на этой стадии эволюции Вселенной нейтроны отсутствуют.

23. Удельная мощность падающего на Землю солнечного излучения составляет $\omega_{\text{уд}} = 0,14$ Вт/см². С какой скоростью солнце теряет свою массу? Если эта скорость сохранится и в будущем, то сколько времени еще будет существовать Солнце?

Ответ: $\mu = 4,4 \cdot 10^{12}$ г/с, $t = 1,4 \cdot 10^{13}$ лет.

24. Определить, какую часть своей массы ΔM потеряло Солнце за последние $t = 10^6$ лет (светимость Солнца $W = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с, масса Солнца $M = 2 \cdot 10^{33}$ г).

Ответ: $\delta M = \Delta M/M = 7 \cdot 10^{-8}$.

25. Гравитационный радиус объекта, имеющего массу M , определяется соотношением $r_G = 2GM/c^2$, где G – гравитационная постоянная. Определить величину гравитационных радиусов Земли, Солнца.

Ответ: $r_G^3 = 8,86 \cdot 10^{-3}$ м,

26. Оцените время ядерного взрыва?

27. Описать механизмы передачи энергии тяжелой заряженной частицы веществу?

28. Как зависят удельные ионизационные потери энергии тяжелых заряженных частиц от свойств среды в которой они движутся?

29. Для каких ядер деление является энергетически выгодным? Чем объяснить тот факт, что большинство из них устойчиво к самопроизвольному делению?

30. Объяснить природу мгновенных и запаздывающих нейтронов деления?
31. Почему ядра U^{235} делятся тепловыми нейтронами, а ядра U^{238} – нейтронами с энергией больше 1 МэВ?
32. Что такое разрешающая способность детектора?
33. За счет каких процессов происходит регистрация гамма-квантов в сцинтилляционном детекторе?
34. Какие методы регистрации частиц Вам известны?
35. Как регистрировать гамма-кванты в несколько ГэВ?
36. Почему фундаментальными частицами вещества являются фермионы, в то время как фундаментальными переносчиками взаимодействия – бозоны?
37. Почему существуют кварки и лептоны, и чем вызвано различие между ними?
38. Почему существуют три поколения фундаментальных частиц, состоящих из пары кварков и лептонов?
39. Процентное содержание U^{235} в естественной смеси составляет 0,72 %. Как можно увеличить его процентное содержание, т. е. провести обогащение урана?
40. Правильна ли гипотеза о механизме Хиггса?

Методические указания к решению задач

При изучении настоящего курса большое значение имеет практическое применение теоретических знаний, главное из которых – умение решать задачи. Нередко встречается ситуация, когда студент хорошо знает обычную теорию курса, но не умеет решать физические задачи. Некоторые из студентов признаются, что изучение теории у них не вызывает никаких трудностей, что они хорошо запоминают и понимают формулы законов, определения и т. д., но как только дело доходит до решения задач, они становятся в тупик. Прочитав условия некоторых задач, они даже не знают, с чего надо начинать решение. Часто, правильно решив задачу в общем виде, студенты делают ошибки в вычислениях, а неправильный числовой ответ задачи – это все-таки неправильный ответ, и, следовательно, такое решение в конечном итоге считается неверным.

Конечно, научиться решать задачи не просто. Можно хорошо знать теорию и не уметь решать даже простейшие задачи. Это не случайно. Оказывается, для того чтобы успешно решать задачи, знание теории необходимо, но не достаточно. Необходимо (кроме конкретных знаний) овладеть еще так называемыми обобщенными знаниями. Обычно они приобретаются на опыте, в процессе решения задач, в основном к концу изучения курса.

Основу обобщенных знаний составляют фундаментальные понятия физики, имеющие методологический характер.

Фундаментальных методологических понятий физики сравнительно немного. Нам понадобятся следующие восемь: физическая система, физическая величина, физический закон, состояние физической системы, взаимодействие, физическое явление, идеальные объекты и идеальные процессы, физическая модель. Эти понятия взаимосвязаны и, следовательно, составляют систему. Особенное значение имеет связь физического явления со всеми остальными фундаментальными понятиями.

Использование системы фундаментальных понятий позволяет сформулировать важнейшее определение теоретической физической задачи как физического явления, в котором неизвестны какие-либо связи и величины. Решить физическую задачу – это значит восстановить неизвестные связи и определить искомые физические величины. Это определение имеет очень важное методическое значение. Если физическая задача отражает какое-либо физическое явление (или совокупность явлений), то необходимо не только иметь представление об этом явле-

нии (конкретные знания), но и уметь анализировать любое физическое явление (используя обобщенные знания). Анализ явления начинается с выбора и анализа физической системы и заканчивается оставлением замкнутой системы уравнений в результате применения соответствующих физических законов. Отсюда естественно вытекает расчленение процесса решения поставленной задачи.

Необходимо отметить, что решение задач принесет наибольшую пользу только в том случае, если учащийся решает задачи самостоятельно. Решить задачу без помощи, без подсказки часто бывает нелегко и не всегда удается. Но даже не увенчавшиеся успехом попытки найти решение, если они предпринимались достаточно настойчиво, приносят ощутимую пользу, так как развивают мышление и укрепляют волю. Следует иметь в виду, что решающую роль в работе над задачами, как и вообще в учении, играют сила воли и трудолюбие.

Не следует смущаться тем, что некоторые задачи не решаются «с ходу». Достоверно установлено, что процесс творчества в области точных наук (а решение задач есть вид творчества) протекает по следующей схеме. Сначала идет подготовительная стадия, в ходе которой ученый настойчиво ищет решение проблемы. Если решение найти не удастся и проблема оставлена, наступает вторая стадия (стадия инкубации) – ученый не думает о проблеме и занимается другими вопросами. Однако в подсознании продолжается скрытая работа мысли, которая часто приводит в конечном итоге к третьей стадии – внезапному озарению и получению требуемого решения. Нужно иметь в виду, что стадия инкубации не возникает сама собой – для того чтобы пустить в ход машину бессознательного, необходима настойчивая интенсивная работа в ходе подготовительной стадии.

Решение задач, есть также вид творчества и подчиняется тем же закономерностям, что и работа ученого над научной проблемой. Правда, в некоторых случаях вторая стадия – стадия инкубации – может быть выражена настолько слабо, что остается незамеченной.

Из сказанного вытекает, что решение задач ни в коем случае не следует откладывать на последний вечер перед занятиями, как, к сожалению, нередко поступают студенты. В этом случае более сложные и притом наиболее содержательные и полезные задачи заведомо не могут быть решены. Над заданными «на дом» задачами надо начинать думать как можно раньше, создавая условия для реализации стадии инкубации.

Если в условии задачи имеются числовые данные, необходимо довести решение до числового ответа. Чтобы получить правильный числовой ответ, необходимо хорошо знать единицы физических величин и уметь производить аккуратно и надежно расчеты. И то, и другое может

быть достигнуто только длительной практикой. Особое внимание нужно обращать на правильное определение порядка искомой величины.

При решении задач целесообразно руководствоваться следующими правилами:

1. Прежде всего, нужно хорошо вникнуть в условие задачи. Если позволяет характер задачи, обязательно сделайте рисунок, поясняющий ее сущность.
2. За редкими исключениями, каждая задача должна быть сначала решена в общем виде (т. е. в буквенных обозначениях, а не в числах), причем искомая величина должна быть выражена через заданные величины. Получив решение в общем виде, нужно проверить, правильную ли оно имеет размерность. Если это возможно, исследовать поведение решения в предельных случаях.
3. Убедившись в правильности общего решения, подставляют в него вместо каждой из букв числовые значения обозначенных ими величин, беря, разумеется, все эти значения в одной и той же системе единиц. Чтобы облегчить определение порядка вычисляемой величины, полезно представить исходные величины в виде чисел; близких к единице, умноженных на 10 в соответствующей степени (например, вместо 247 подставить $2.47 \cdot 10^2$, вместо 0.086 число $0.86 \cdot 10^{-1}$ и т. д.).
4. Надо помнить, что числовые значения физических величин всегда являются приближенными. Поэтому при расчетах необходимо руководствоваться правилами действий с приближенными числами. В частности, в полученном значении вычисленной величины нужно сохранить последним тот знак, единица которого превышает погрешность этой величины. Все остальные значащие цифры надо отбросить.
5. Получив числовой ответ, нужно оценить его правдоподобность. Такая оценка может в ряде случаев обнаружить ошибочность полученного результата. Например, скорость тела не может быть больше скорости света в пустоте, радиус атома имеет величину порядка 10^{-8} см и т. п.

О приближенных вычислениях

Числовые значения величин, с которыми приходится иметь дело при решении физических задач, являются большей частью приближенными.

Таковыми величинами являются, в частности, многие константы, приводимые в справочниках. Например, для нормального ускорения свободного падения в справочниках дается значение $9,81 \text{ м/с}^2$, для отношения длины окружности к диаметру — 3,14, для массы электрона — $9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$

и т. п. При более точном вычислении или измерении эти величины оказываются равными $g = 9,80665 \text{ м/с}^2$, $\pi = 3,1416$, $m_e = 9,106 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$. Однако и эти значения в свою очередь являются приближенными или в силу недостаточной точности измерения, или в силу того, что получены путем округления еще более точных значений.

Очень часто неопытные лица добиваются при вычислениях получения такой точности результатов, которая совершенно не оправдывается точностью использованных данных. Это приводит к бесполезной затрате труда и времени.

Рассмотрим такой пример. Пусть требуется определить плотность ρ вещества некоторого тела. При взвешивании тела на весах с точностью до 0.01 г определили массу тела $m = (9,38 \pm 0,01) \text{ г}$. Затем, с точностью до 0,01 см³ был измерен объем тела $V = (3,46 \pm 0,01) \text{ см}^3$.

Без критического подхода к вычислениям можно получить такой результат: $\rho = m/V = 9,38/3,46 = 2,71098 \text{ г/см}^3$.

Но так как числа 9.38 и 3.46 приближенные, то последние цифры в этих числах сомнительные. Эти числа при измерении могли быть получены такими: первое – 9,39 или 9,37, второе – 3,45 или 3,47. В самом деле, при взвешивании с указанной выше точностью могла быть допущена ошибка на 0.01 как в сторону увеличения массы, так и в сторону ее уменьшения. То же самое в отношении объема.

Таким образом, плотность тела, если ее вычислять с точностью до пятого десятичного знака, как это сделано выше, могла оказаться – $\rho = m/V = 9,37/3,47 = 2,70028 \text{ г/см}^3$ или $\rho = m/V = 9,39/3,45 = 2,72174 \text{ г/см}^3$.

Сравнение всех трех результатов показывает, что они отличаются уже вторыми десятичными знаками и что достоверным является лишь первый десятичный знак, а второй – сомнительным. Цифры, выражающие остальные десятичные знаки, являются совершенно случайными и способны лишь ввести в заблуждение пользующегося вычисленными результатами. Следовательно, работа по вычислению большинства знаков затрачена впустую. Во избежание бесполезных затрат труда и времени принято вычислять, кроме достоверных знаков, ещё только один сомнительный.

Приложение 2. Справочные данные

Обозначение единиц физических величин

А – ампер	Гс-гаусс	Мин – минута
Å – ангстрем	Гц – герц	Мкс – максвелл
а.е.м. – атомная единица массы	Дж – джоуль	Па – паскаль
атм – атмосфера	Дин – дина	Н – Ньютон
бн – барн	Зв – зиверт	Р – рентген
Бк – беккерель	К – кельвин	с – секунда
В – вольт	Ки – кюри	ср – стерадиан
Вт – ватт	м – метр	Тл – тесла
Гр – грей	л – литр	эВ – электрон-вольт

Десятичные приставки к названиям единиц

Г – гига, 10^9	м – милли, 10^3	п – пико, 10^{12}
М – мега, 10^6	мк – микро, 10^6	ф – фемто, 10^{15}
к – кило, 10^3	н – нано, 10^9	а – атто, 10^{18}

Единицы радиоактивности и дозы

Единица активности радионуклида – 1 Бк (беккерель), соответствует одному распаду в секунду, $1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп/с}$.

Внесистемная единица – 1 Ки (кюри), $1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Экспозиционная доза фотонного излучения – 1 Кл/кг (кулон на килограмм), соответствует образованию полного заряда 1 Кл ионов одного в 1 кг воздуха, 1 Кл/кг эквивалентен поглощенной энергии 34 Дж на 1 кг воздуха.

Внесистемная единица – 1 Р (рентген) соответствует образованию в 1 см^3 воздуха при нормальных условиях 1 СГСЭ заряда каждого знака, т. е. $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов, 1 Р эквивалентен поглощенной энергии 0,113 эрг в 1 см^3 воздуха при нормальных условиях.

Мощность экспозиционной дозы измеряют в Кл·кг/с и Р/с.

Поглощенная доза – 1 Гр (грей), соответствует энергии 1 Дж, переданной излучением 1 кг вещества, $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$.

Внесистемная единица – 1 рад (рад), соответствует поглощенной энергии 100 эрг на 1 г вещества.

Мощность поглощенной дозы измеряют в Гр/с и рад/с.

Эквивалентная доза – 1 Зв (зиверт), соответствует поглощенной тканью дозе излучения, биологически эквивалентной дозе 1 Гр фотонного излучения.

Внесистемная единица – 1 бэр (бэр), соответствует поглощенной биологической тканью дозе, биологически эквивалентной дозе 1 рад фотонного излучения.

Мощность эквивалентной дозы измеряют в Зв/с и бэр/с.

Соотношение между эквивалентной и поглощенной дозами:

$$D_{\text{экв}} = K \cdot D$$

где K – коэффициент качества излучения.

Величины и единицы радиоактивности и дозы

Величина	Название и обозначение единицы		Связь между единицами
	Единица СИ	Внесистемная единица	
Активность	Беккерель (Бк), 1 Бк = 1 расп/с	Кюри (Ки)	1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк
Экспозиционная доза $D_{\text{эксп}}$	Кулон на килограмм (Кл/кг)	Рентген (Р)	1 Р = 258 мКл/кг
Поглощенная доза D	Грей (Гр), 1 Гр = 1 Дж/кг	Рад (рад)	1 рад = $\begin{cases} 100 \text{ эрг/г} \\ 1/100 \text{ Гр} \end{cases}$
Эквивалентная доза $D_{\text{экв}}$	Зиверт (Зв), 1 Зв = 1 Гр/К	Бэр (бэр)	1 бэр = $\begin{cases} 1 \text{ рад/К} \\ 1/100 \text{ Зв} \end{cases}$

Плотность некоторых веществ

Вещество	Плотность, г/см ³	Вещество	Плотность, г/см ³
Бор	2,45	Парафин СН ₂	0,89
Вода	1,00	Плутоний	19,8
Воздух (н.у)	$1,293 \cdot 10^3$	Ртуть	13,6
Графит	1,60	Стронций	2,54
Индий	7,28	Торий	11,7
Кадмий	8,65	Тяжелая вода D ₂ O	1,10
Окись бериллия BeO	3,03	Уран	19,0

Основные физические константы

Гравитационная постоянная	$G = 6,672 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2$
Скорость света в вакууме	$c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Магнитная постоянная	$\mu_0 = 1,25663706144 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = 8,85418782 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$

Постоянная Планка	$h = 6,626176 \cdot 10^{-34}$ Дж/с
Масса покоя электрона	$m_e = 9,109534 \cdot 10^{-31}$ кг
Масса покоя протона	$m_H = 1,6726485 \cdot 10^{-27}$ кг
Масса покоя нейтрона	$m_n = 1,6749543 \cdot 10^{-27}$ кг
Заряд электрона	$e = 1,6021892 \cdot 10^{-19}$ Кл
Атомная единица массы	$m_{a.e.m.} = 1,660565 \cdot 10^{-27}$ кг
Постоянная Авогадро	$N_A = 6,022045 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹
Постоянная Фарадея	$F = 96484,56$ Кл/моль
Молярная газовая постоянная	$R = 8,31441$ Дж/(моль·К)
Постоянная Больцмана	$k = 1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
Нормальный (молярный) объем идеального газа при нормальных условиях	$V_0 = 2,241 \cdot 10^{-2}$ м ³ /моль
Нормальное атмосферное давление	$P_{атм.} = 101325$ Па
Радиус первой боровской орбиты	$r_0 = 5,2917706 \cdot 10^{-11}$ м
Ускорение свободного падения	$g = 9,80665$ м/с ²

Глоссарий

Аддитивность – свойство физических, геометрических и других величин, состоящее в том, что значение величины, соответствующих его частям при любом разделении объекта на части. Например, аддитивность массы тела означает, что масса тела равна массе составляющих его частей.

Адроны (от греч. *Nadros* – большой, сильный) – частицы, участвующие в сильном взаимодействии (как и во всех остальных). Это самый обширный класс частиц. Их несколько сотен. Адроны имеют размер около 10^{-13} см и состоят из кварков. Адроны, состоящие из трёх кварков, называются барионами, состоящие из кварка и антикварка – мезонами. В свободном состоянии все адроны (за исключением, возможно, протона) нестабильны, т. е. Распадаются. Наиболее известные адроны – протон и нейтрон. В класс адронов входят гипероны и резонансные частицы.

Антиматерия – материя, составленная из античастиц. По современным представлениям, силы, определяющие структуры материи (сильное взаимодействие, образующее ядра, и электромагнитное взаимодействие, образующее атомы и молекулы) совершенно одинаковы как для частиц, так и для античастиц. Это означает, что структура антиматерии должна быть почти идентична структуре обычного вещества. Отличие вещества и антиматерии возможно только за счёт слабого взаимодействия, однако при обычных температурах слабые эффекты пренебрежимо малы. Первым объектом, целиком составленным из античастиц, был синтезированный в 1965 году анти дейтрон; затем были получены и более тяжёлые анти ядра.

Активная зона реактора – часть реактора, в которой размещены ядерное топливо, замедлитель, поглотитель, теплоноситель, средства воздействия на реактивность и элементы конструкций, предназначенные для осуществления управляемой цепной ядерной реакции и передачи энергии теплоносителю.

Активность – это частное от деления dn_0 на dt , где dn_0 – число спонтанных ядерных превращений за интервал времени dt . Единицей измерения активности нуклида в источнике в СИ является распад в секунду (расп./с). Эту единицу называют беккерель (Бк). Внесистемная единица

активности кюри (Ки) связана с Бк следующим образом: $1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ расп./с} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$. Распад радиоактивных атомов сопровождается выходом α -, β^+ -, β^- -, конверсионных электронов, γ -квантов и других частиц. Число ядерных превращений не всегда совпадает с числом испущенных частиц и еще реже – с числом испущенных γ -квантов. Поэтому недопустимо применение таких терминов как, например, « α -, β - или γ -активность».

Атомная станция (АС) – ядерная установка для производства энергии в заданных режимах и условиях применения, располагающаяся в пределах определенной проектом территории, на которой для осуществления этой цели используется ядерный реактор (реакторы) и комплекс необходимых систем, устройств, оборудования и сооружений с необходимыми работниками (персоналом).

Атомная станция (АС) – предприятие, где ядерная энергия, освобождающаяся в ядерном реакторе, преобразуется в электрическую. При делении ядер в реакторе выделяется тепловая энергия, которая в АС преобразуется в электрическую также, как и на обычных тепловых электростанциях.

Атомная (ядерная) энергия – энергия выделяемая в значительных количествах при распаде, делении (ядерных превращениях).

Атомное (ядерное) оружие – оружие взрывного действия, основанное на последствиях деления ядер тяжелых элементов (как правило, ${}_{92}\text{U}^{235}$ и ${}_{94}\text{Pu}^{239}$).

Ангстрем – единица длины равная $10^{-10} \text{ м} = 0.1 \text{ нм}$. Получила свое название в честь шведского ученого К. Ангстрема (1814...1874).

Аннигиляция – процесс объединения электрона с позитроном, сопровождающийся превращением их в γ -кванты.

Античастица – элементарные частицы, имеющие те же значения массы, спина, времени жизни, что и их «двойники»-частицы, и отличаются от последних знаками электрического заряда, магнитного момента и др. Характеристиками взаимодействия.

Барионы – частицы, состоящие из трёх кварков, определяющих их квантовые числа. Все барионы, за исключением протона, нестабильны. Бари-

оны имеют полуцелый спин и подчиняются статистике Ферми–Дирака, что определяет их поведение при образовании различных коллективных состояний, в частности атомных ядер, нейтронных звёзд, гиперядер. Барионы, распадающиеся за счет сильного взаимодействия, живут характерное ядерное время $\sim 10^{-23} \dots 10^{-21}$ с ($\Gamma \sim 100$ мэв). Барионы, распадающиеся за счет слабого взаимодействия, живут на много порядков дольше. Так, характерное время странных частиц составляет $\sim 10^{-10}$ с. Многие барионы представляют собой возбуждённые состояния одного и того же фундаментального набора кварков, различающиеся значениями их спинов, радиальных квантовых чисел, изоспинов и орбитальных моментов. Барионы имеют барионное квантовое число $B = +1$ (для антибарионов оно -1) и полуцелый спин ($1/2 \hbar, 3/2 \hbar, \dots$) и поэтому являются фермионами. Самыми лёгкими барионами являются протон и нейтрон.

Барьер деления – разность между максимальным значением потенциальной энергии и ее значением для сферической капли (исходное состояние).

Бозоны (от фамилии индийского физика С. Бозе) – элементарные частицы, атомные ядра, атомы, обладающие нулевым или целым спином ($0 \hbar, 1 \hbar, 2 \hbar, \dots$). Бозоны подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна, согласно которой в квантовой системе в определённом квантовом состоянии (состоянии с определённым набором квантовых чисел) может находиться произвольно большое число бозонов данного типа. Примеры бозонов: фотон, все мезоны, ядро ${}^4_2\text{He}$, атом этого изотопа гелия. Принципиальная возможность существования лазера (когерентного источника фотонов большой интенсивности) обусловлена тем, что фотоны являются бозонами.

Бозон Хиггса – гипотетическая массивная безспиновая частица, квант соответствующего (хиггсовского) поля, возникающего в теоретических моделях со спонтанным нарушением симметрии (в том числе и в Стандартной модели) и ответственного за возникновение масс у элементарных частиц. По современным теоретическим представлениям, хиггсовские бозоны имеют прямое отношение к концепции происхождения масс элементарных частиц – фундаментальному вопросу физики. Примечательно, что этот вопрос не поднимался до появления Стандартной модели.

Водородное (термоядерное) оружие – оружие взрывного действия, основанное на последствии слияния ядер легких элементов (изотопов водорода, дейтерия и трития).

Волновая функция (или вектор состояния) – комплексная функция, описывающая состояние квантовомеханической системы. Её знание позволяет получить максимально полные сведения о системе, принципиально достижимые в микромире. Так с её помощью можно рассчитать все измеряемые физические характеристики системы, вероятность пребывания её в определенном месте пространства и эволюцию во времени. Волновая функция может быть найдена в результате решения волнового уравнения Шредингера.

Воспроизводящий нуклиды (сырьевые нуклиды) – ядерный материал (сырьевые нуклиды), при облучении которого нейтронами возможно образование новых делящихся материалов (нуклидов); помимо ${}_{92}\text{U}^{238}$ воспроизводящим нуклидам относят широко встречающийся в природе ${}_{90}\text{Th}^{232}$.

Виртуальный – невидимый, кажущейся. В рамках нашего курса применяется для описания π -мезонов, являющихся переносчиками ядерного взаимодействия. Испускание и поглощение таких частиц происходит с кажущимися нарушениями законов сохранения энергии.

Виртуальные частицы – частицы, возникающие в вакууме и при столкновениях или распадах элементарных частиц короткоживущие ненаблюдаемые частицы. При столкновениях (распадах) элементарных частиц виртуальные частицы играют роль переносчиков взаимодействий. Взаимодействия и взаимные превращения частиц в квантовой теории описываются как рождение или поглощение свободной частицей виртуальных частиц. Так, например, электрон рождает и поглощает виртуальные фотоны.

Гамма-квант – фотон большой энергии, т. е. Квант гамма-излучения. Условно гамма-квантами считают фотоны с энергией больше 10 кэВ. Гамма-кванты могут испускаться (поглощаться) атомными ядрами при переходах из одного квантового состояния в другое, при превращениях элементарных частиц, торможении заряженных частиц высокой энергии, синхротронном излучении. Примером процесса с участием элементарных частиц, в котором рождаются гамма-кванты, является аннигиляция (уничтожение) электрона e^- и позитрона e^+ с образованием двух фотонов: $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$.

Гамма-излучение – электромагнитное излучение, принадлежащее наиболее высокочастотной (коротковолновой) части спектра электромагнитных волн.

Дискретность – прерывность. Например, дискретное изменение какой-либо величины во времени. В физике и химии дискретность означает зернистость строения материи, её атомистичность.

Дозиметр – прибор для обнаружения и определения дозы ионизирующего излучения. Основным элементом любого дозиметра – детектор частиц. Этот детектор может работать в режиме счёта отдельных частиц, проходящих через него (что часто сопровождается звуковыми импульсами), показывая, сколько частиц в единицу времени регистрирует детектор, а также в режиме определения текущей мощности дозы (т. е. Поглощённой дозы в единицу времени).

Делящиеся нуклиды (материалы) – нуклиды с нечетным числом нейтронов (присоединяемый нейтрон четный), которые способны делиться нейтронами любых энергий: ${}_{92}\text{U}^{233}$, ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$.

Замедлитель – используемый в большинстве реакторов материал; как правило – ядерно-чистый графит, обычная (легкая) вода или тяжелая вода; применение в этих целях тяжелой воды позволяет использовать уран с природным обогащением; наряду с теплоносителем, служит основой для реакторов наиболее распространенной классификации (легководные, тяжеловодные, графитовые).

Запаздывающие нейтроны – очень небольшая доля нейтронов (0,64 % у ${}_{92}\text{U}^{235}$; 0,2 % у ${}_{94}\text{Pu}^{239}$) испускаемые некоторыми осколками деления (например, ${}_{35}\text{Br}^{87}$) вслед за β -распадом в тех случаях, когда ядро-продукт образуется возбужденным до энергии, превосходящей энергию связи нейтрона в нем. Запаздывающие нейтроны очень существенны, для управления реактором.

Изотоп элемента – атомы, в ядрах которых одинаковое количество протонов, но разное число нейтронов; изотопы одного элемента принято различать по сумме протонов и нейтронов в ядре, которая именуется атомным, или массовым числом (оно добавляется к названию элемента, например, ${}_{92}\text{U}^{233}$, ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, ${}_{94}\text{Pu}^{241}$).

Изомеры – ядра, имеющие метастабильный уровень.

Ионизация – потеря атомами электронов; вызывается при прохождении через вещество различного вида излучений (α -, β -, γ -излучение).

Ионизирующее излучение – излучение взаимодействие, которого с веществом приводит к образованию ионов разных знаков.

Ионизирующая частица – частица корпускулярного ионизирующего излучения или фотон.

Инвариантность – свойство неизменности по отношению к какому-либо преобразованию (условию) или совокупности преобразований.

Канал реакции – каналом реакции называется один из многих путей образования продуктов реакции в одном определенном квантовом состоянии.

Компаунд-ядро – составное ядро, находящееся в возбужденном состоянии, которое образующееся при протекании ядерной реакции. Время жизни такого ядра в возбужденном состоянии составляет величину порядка 10^{-14} сек, что значительно больше ядерного времени.

Корпускулярно-волновой дуализм – свойство любой микрочастицы обнаруживать признаки частицы (корпускулы) и волны. Наиболее ярко корпускулярно-волновой дуализм проявляется у элементарных частиц. Электрон, нейтрон, фотон в одних условиях ведут себя как хорошо локализованные в пространстве материальные объекты (частицы), движущиеся с определёнными энергиями и импульсами по классическим траекториям, а в других – как волны, что проявляется в их способности к интерференции и дифракции.

Коэффициент размножения – главный показатель, характеризующий цепную ядерную реакцию; определяется как отношении числа нейтронов данного поколения к числу нейтронов предыдущего поколения.

Критическая масса – минимальное количество делящегося материала, необходимое для начала цепной реакции деления. Критическая масса может быть уменьшена, например, при окружении делящегося вещества слоем материала, отражающего нейтроны.

Квант – наименьшее количество чего-либо. В рамках нашего курса квант – конечное количество энергии, которое может быть поглощено или отдано какой-либо микросистемой.

Квантовые числа – целые или дробные числа, определяющие возможные значения физических величин, характеризующих квантовую систему (моле-

кулу, атом, атомное ядро, элементарную частицу). Квантовые числа отражают дискретность (квантованность) физических величин, характеризующих микросистему. Набор квантовых чисел, исчерпывающе описывающих микросистему, называют полным. Так состояние электрона в атоме водорода определяется четырьмя квантовыми числами: главным квантовым числом n (может принимать значения 1, 2, 3, ...), определяющим энергию E_n электрона ($E_n = -13.6/n^2$ эв); орбитальным квантовым числом $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$, определяющим величину L орбитального момента количества движения электрона ($L = \hbar [l(l + 1)]^{1/2}$); магнитным квантовым числом $m < \pm l$, определяющим направление вектора орбитального момента; и квантовым числом $m_s = \pm 1/2$, определяющим направление вектора спина электрона.

Космические лучи (космическое излучение) – частицы, заполняющие межзвездное пространство и постоянно бомбардирующие Землю. Они были открыты в 1912 г. Австрийским физиком В. Гессом с помощью ионизационной камеры на воздушном шаре. Максимальные энергии космических лучей $\sim 3 \cdot 10^{20}$ эв, т. е. На несколько порядков превосходят энергии, доступные современным ускорителям на встречных пучках (максимальная эквивалентная энергия Теватрона $\sim 2 \cdot 10^{15}$ эв, ЛНС $\sim 10^{17}$ эв). Поэтому изучение космических лучей играет важную роль не только в физике космоса, но также и в физике элементарных частиц.

Локальная критичность – критичность, достигаемая в части активной зоны, хранилища ядерного топлива или какого-либо объема, содержащего делящиеся материалы.

Лептоны (от греч. Leptos – лёгкий, мелкий) – группа точечных частиц со спином $1/2 \hbar$, не участвующих в сильном взаимодействии. Размер лептона (если он существует) $< 10^{-17}$ см. Лептоны считаются точечными бесструктурными частицами.

Максимальный запас реактивности – реактивность, которая может реализоваться в реакторе при извлечении из активной зоны всех средств воздействия на реактивность и других извлекаемых поглотителей для момента кампании и состояния реактора с максимальным значением эффективного коэффициента размножения.

Метастабильный уровень (состояние) – если возбужденное состояние ядра может существовать очень долго: сек, часы, годы (обычное время жизни возбужденного состояния ядра $\tau \leq 10^{-14}$ сек), то такие состояния называются метастабильными.

Мезоны – связанные состояния кварка и антикварка. Мезоны имеют барионное число $B = 0$ и целый (в том числе и нулевой) спин, т. е. Являются бозонами.

Меченые атомы (изотопные индикаторы) – изотопы, при добавлении в исследуемые объекты способные выполнять роль индикаторов, выявляющих особенности поведения атомов химических элементов, молекул и других химических соединений в этих объектах.

Нейтрон – незаряженная элементарная частица.

Нейтрино – незаряженная элементарная частица с весьма малой массой (возможно, нулевой) покоя, нулевым магнитным моментом и спином равным $1/2$. Нейтрино участвует только в гравитационном и слабом взаимодействии.

Нуклид – вид атома, характеризующийся атомным номером A , количеством нейтронов N и протонов Z в нем и ядерным энергетическим состоянием.

Нуклеосинтез – образование атомных ядер в естественных условиях. Атомные ядра образуются в ядерных реакциях, происходящих во Вселенной на различных стадиях её эволюции. Нуклеосинтез позволяет понять, как в природе образуются химические элементы и объяснить наблюдаемую распространённость этих элементов и их изотопов.

Обогащение – отношение объединенного веса ${}_{92}\text{U}^{233}$ и ${}_{92}\text{U}^{235}$ к весу всего урана, о котором идет речь; понижение этого отношения называется обеднением.

Очарование – кварк, принадлежащий ко второму поколению с зарядом в $+(2/3)e$. Имея массу в 1,3 гэв (немного больше, чем масса протона), он занимает третье место по массе среди кварков. Он был предсказан в 1970 г. Шелдоном Глэшоу, Джоном Илиопулосом и Лучано Майяни и впервые зарегистрирован в 1974 г. Вместе с открытием очарованной частицы J/ψ в SLAC группой, которой руководил Бёртон Рихтер, и в BNL группой, которой руководил Сэмюэл Чао Чунг Тинг. Частица была названа J группой из BNL и ψ группой из SLAC, и после непродолжительного спора об имени частицы был принят компромисс J/ψ .

Оружейные делящиеся материалы – к используемым в реальных вооружениях материалам относят уран с обогащением порядка 93 % по делящемуся изотопу и плутоний с содержанием ${}_{94}\text{Pu}^{240}$ менее 7 %.

Подкритическое состояние – состояние активной зоны, характеризующееся: значением эффективного коэффициента размножения, меньшим единицы; отсутствием локальной критичности.

Позитрон – античастица по отношению к электрону; обладает массой равной массе электрона, положительным элементарным зарядом и спином равным 1/2.

Привод СУЗ – устройство, предназначенное для изменения положения механического рабочего органа СУЗ.

Протон – положительно заряженная элементарная частица; количество протонов в ядре каждого химического элемента определяет его атомный номер, в соответствии с которым каждый элемент расположен в периодической таблице Менделеева.

Потенциальный барьер – область пространства, где потенциальная энергия частицы (или тела) выше, чем в соседних областях.

Радиационный фон – радиоактивное излучение, присутствующее на Земле от естественных и техногенных источников, в условиях которого постоянно находится человек. Избежать радиоактивного облучения невозможно. Жизнь на Земле возникла и развивается в условиях постоянного облучения. Радиационный фон Земли складывается из следующих компонентов:

- Космическое излучение;
- Излучение от находящихся в земной коре, воздухе и других объектах внешней среды природных радионуклидов;
- Излучение от искусственных (техногенных) радионуклидов.

Реактор (ядерный) – аппарат, в котором осуществляется управляемая цепная реакция деления, выделяющаяся при этом энергия превращается в тепловую энергию и отводится из реактора с помощью теплоносителя.

Реакторная установка – комплекс систем и элементов АС, предназначенный для преобразования ядерной энергии в тепловую энергию, включающий реактор и непосредственно связанные с ним системы, не-

обходимые для его нормальной эксплуатации, аварийного охлаждения, аварийной защиты и поддержания в безопасном состоянии при условии выполнения требуемых вспомогательных и обеспечивающих функций другими системами станции.

Радионуклид – нуклид, обладающий радиоактивностью.

Радиоактивность – самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотоп другого элемента, сопровождающееся испусканием элементарных частиц.

Радиометрия – измерение активности (числа распадов в единицу времени) нуклидов, содержащихся в радиоактивных источниках и различных объектах.

Самоподдерживающаяся цепная ядерная реакция (СЦР) – цепная ядерная реакция, характеризующаяся значением эффективного коэффициента размножения нейтронов, превышающим единицу или равным ей.

Свободная частица – частица, движущаяся в отсутствии внешних полей.

Системы управления и защиты – совокупность средств технического, программного, информационного обеспечения, предназначенная для обеспечения безопасного протекания цепной реакции.

Специально делящийся материал – по определению МАГАТЭ: ${}_{92}\text{U}^{233}$; ${}_{92}\text{U}^{235}$; ${}_{94}\text{Pu}^{239}$; уран, обогащенный изотопами 233 и 235; любой материал, содержащий одно или несколько из вышеуказанных веществ.

Сцинтилляция – кратковременная вспышка, появляющаяся при попадании быстрой заряженной частицы на слой люминесцентных веществ (сернистый цинк, нафталин).

Субатомные частицы – частицы, размер которых меньше размера атома. Размер атома $\approx 10^{-8}$ см. К субатомным частицам относятся атомные ядра и частицы.

Тепловыделяющая сборка – сборка твэлов, предназначенная для загрузки, выгрузки и размещения их в активной зоне.

Тепловыделяющий элемент (твэл) – отдельная сборочная единица с ядерным топливом, размещаемая в активной зоне и обеспечивающая

генерирование тепловой энергии, накопление материалов деления и вторичного ядерного топлива.

Трансурановые элементы – радиоактивные элементы, расположенные в периодической системе за ураном с порядковым номером более 93. Большинство трансурановых элементов – актиноиды. Все трансурановые элементы практически отсутствуют в природе и получают искусственно в результате различных ядерных реакций. Первым из трансурановых элементов был получен нептуний Np в 1940 году бомбардировкой урана нейтронами. В настоящее время уже получены трансурановые элементы с порядковым номером 106 и 107. По своим химическим свойствам трансурановые элементы близки к лантаноидам. Применяются в качестве ядерного горючего.

Тритий – радиоактивный изотоп водорода, в ядре которого кроме протона содержится два нейтрона; получается при облучении в тяжелой воде; используется при реакции слияния ядер в водородном оружии и для повышения мощности атомного оружия.

Трек – видимый след, оставляемый заряженной частицей (или атомным ядром) в веществе детектора частиц и воспроизводящий траекторию её движения. Заряженная частица, двигаясь в нейтральной среде детектора (газ, жидкость, твердое тело), вызывает за счет электромагнитных сил ионизацию (а также возбуждение и поляризацию) атомов среды.

Термоядерное (водородное) оружие – оружие взрывного действия, основанное на последствии слияния ядер легких элементов (изотопов водорода, дейтерия и трития).

Термоядерный реактор – установка, где энергия получается за счёт самоподдерживающегося управляемого термоядерного синтеза.

Туннельный эффект – прохождение микрочастицы через потенциальный барьер.

Фотон – фундаментальная частица, квант электромагнитного поля. В виде фотонов испускается и поглощается электромагнитное излучение. Фотон имеет свойства, как частицы, так и волны. У него нет ни электрического заряда, ни массы.

Фермионы (от фамилии итальянского физика Э. Ферми) – элементарные частицы, атомные ядра, атомы, обладающие полуцелым спином ($1/2 \hbar$,

$3/2\hbar$, $5/2\hbar$, ...). Фермионы подчиняются статистике Ферми-Дирака, согласно которой в квантовой системе в определенном квантовом состоянии (состоянии с определённым набором квантовых чисел) может находиться только один фермион данного типа. Этот принцип носит название принципа Паули. К фермионам относится электрон и другие лептоны, кварки, барионы (в том числе протон и нейтрон), атомные ядра с нечётным числом нуклонов, атомы с нечётной суммой числа нуклонов и электронов. То, что электрон является фермионом, определяет структуру электронной оболочки атомов и обуславливает разнообразие химических элементов.

Фундаментальная длина – гипотетическая постоянная размерности длины, определяющая предельно малый масштаб пространства-времени, до которого применимы установленные фундаментальные физические законы. Если известна фундаментальная длина L , то в области с линейными размерами $r < L$ в течение интервалов времени $t < L/c$ (c – скорость света) должны возникать новые явления, выходящие за рамки существующей физической картины мира. Фундаментальной длине отвечает энергия $E = \hbar c/L$ ($\hbar = h/2\pi$, где h – постоянная Планка). В настоящее время фундаментальные физические законы проверены опытным путём до расстояний 10^{-17} см, интервалов времени $10^{-27} \dots 10^{-26}$ с и энергий $\approx 10^{12}$ эв = 10^3 гэв и подтвердили свою применимость. Одним из «кандидатов» на роль фундаментальной длины рассматривается так называемая планковская длина $r_{\text{пл}} = (G\hbar/c^3)^{1/2} \approx 10^{-33}$ см ($G = 6.67 \cdot 10^{-11}$ м³·кг⁻¹·с⁻² – гравитационная постоянная). Планковской длине отвечает планковский интервал времени 10^{-43} с и планковская энергия 10^{19} гэв. При столь малых пространственно-временных масштабах и столь огромных энергиях существенную роль играет гравитация и возможно проявление квантовой, т. е. Дискретной структуры пространства-времени и нарушение принципа причинности.

Элементарные частицы – материальные объекты, которые нельзя разделить на составные части. В соответствии с этим определением к элементарным частицам не могут быть отнесены молекулы, атомы и атомные ядра, которые поддаются делению на составные части – атом делится на ядро и орбитальные электроны, ядро – на нуклоны. В то же время нуклоны, состоящие из более мелких и фундаментальных частиц – кварков, нельзя разделить на эти кварки. Поэтому нуклоны относят к элементарным частицам. Учитывая то обстоятельство, что нуклон и другие адроны имеют сложную внутреннюю структуру, состоящую из более фундаментальных частиц – кварков, более целесообразно адроны называть не элементарными частицами, а просто частицами.

Цепная реакция деления – процесс деления тяжелых ядер, в котором каждое последующее деление вызывается нейтронами, полученными при предыдущих делениях. Может идти с затуханием, самоподдерживанием и возрастанием.

Ядро – расположено в центре каждого атома, включает протоны и нейтроны; на ядро приходится триллионная доля объема, зато более 99.9 % массы атома.

Ядерное топливо – материал, содержащий делящийся изотоп (ядерное горючее).

Ядерное горючее – см. Делящиеся материалы.

Ядерный магнитный резонанс (ЯМР) – резонансное поглощение электромагнитных волн атомными ядрами, происходящее при изменении ориентации векторов их собственных моментов количества движения (спинов). ЯМР возникает в образцах, помещённых в сильное постоянное магнитное поле, при одновременном воздействии на них слабого переменного электромагнитного поля радиочастотного диапазона (силовые линии переменного поля должны быть перпендикулярны силовым линиям постоянного поля).

Ядерная физика – область физики, объектом изучения которой является атомное ядро. Состоит из ряда разделов, включая структуру ядра, ядерные силы, ядерные реакции, радиоактивный распад ядер, модели ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Физика атомного ядра. – М.: ЭА, 1983. – 616 с.
2. Мухин К.Н. Занимательная ядерная физика. – М.: Атомиздат, 1969. – 272 с.
3. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. – М.: Наука, 1972. – 672 с.
4. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика (Часть 2. Ядерная физика). – М.: Наука, 1989. – 416 с.
5. Михайлов В.М., Крафт О.Е. Ядерная физика. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1988. – 328 с.
6. Валантэн Л. Субатомная физика: ядра и частицы. Т. 1, 2. – М.: Мир, 1986. – 200 с.
7. Иродов И.Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике. – М.: ЭА, 1984. – 288 с.
8. Левин В.Е. Ядерная физика и ядерные реакторы: учебник. – М.: Атомиздат, 1979. – 288 с.
9. Савельев И.В. Курс общей физики: в 5 кн.: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Кн. 5: учебное пособие для втузов. – М.: АСТ: Астрель, 2006. – 368 с.
10. Суханов А.Д., Голубева О.Н. Лекции по квантовой физике: учебное пособие. – М.: Высш. шк., 2006. – 300 с.
11. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики: учебное пособие для втузов. – 4-е изд., испр. – М.: Высш. шк., 2002. – 718 с.
12. Беденко С.В., Нестеров В.Н., Шаманин И.В. Основы управления нейтронным полем в ядерном реакторе: учебное пособие. – Томск: ТМЛ-Пресс, 2008. – 174 с.
13. Основы радиометрии нейтронных полей ядерном реакторе: учебное пособие. – Томск: Изд-во Томский политехнический университет, 2007. – 80 с.
14. Михайлов В.М., Крафт О.Е. Ядерная физика: учебное пособие. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1988. – 328 с.
15. Левин В.Е. Ядерная физика и ядерные реакторы: учебник. 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Атомиздат, 1979. – 288 с.
16. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. – М.: Мир, 1979. – 736 с.
17. Климов А.Н. Ядерная физика и ядерные реакторы. – М.: ЭА, 1985. – 352 с.
18. Абрамов А.И. Основы ядерной физики. – М.: ЭА, 1983. – 256 с.

Учебное издание

БЕДЕНКО Сергей Владимирович
НЕСТЕРОВ Владимир Николаевич

ОСНОВЫ ФИЗИКИ ДЕЛЕНИЯ И СИНТЕЗА АТОМНЫХ ЯДЕР

Учебное пособие

Издано в авторской редакции

Научный редактор
*доктор физико-математических наук,
профессор И.В. Шаманин*
Компьютерная верстка *К.С. Чечельницкая*
Дизайн обложки *О.Ю. Аршинова*


Подписано к печати 20.10.2010. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».
Печать XEROX. Усл. печ. л. 10,82. Уч.-изд. л. 9,78.
Заказ 1714-10. Тираж 100 экз.



Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Система менеджмента качества

Томского политехнического университета сертифицирована
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2008



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30
Тел./факс: 8(3822)56-35-35, www.tpu.ru