

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
АРХИТЕКТУРНО-СТРОИТЕЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

**С.В. Старенченко, В.Б. Каширин,  
Ю.В. Соловьева, Н.А. Конева**

**ФИЗИКА.  
ЭЛЕМЕНТЫ АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ  
ФИЗИКИ**

**Учебное пособие**

Под. ред. профессора Н.А. Коневой

Издательство Томского государственного  
архитектурно-строительного университета  
Томск 2002

УДК 539.1 (075)  
Ф 50

Физика. Элементы атомной и ядерной физики. Учебное пособие/ Старенченко С.В., Каширин В.Б., Соловьева Ю.В., Конева Н.А. Под ред. Н.А. Коневой. - Томск: Изд-во Том. гос. арх.-строит. ун-та, 2002.-106 с.  
ISBN 5-93057-054-X  
ISBN 5-93057-050-7

Учебное пособие представляет собой изложение некоторых вопросов по разделам курса Общей физики: элементы физики атомов, ядер и элементарных частиц. В пособии приведены примеры решения задач и задач для самоконтроля, также дан перечень задач, который может быть предложен при проведении контрольных работ. Пособие предназначено для студентов 2 курса общеобразовательного факультета ТГАСУ. Оно может быть использовано студентами всех специальностей при дистанционной и заочной формах обучения.

Печатается по решению Редакционно-издательского совета Томского государственного архитектурно-строительного университета в качестве учебного пособия ТГАСУ.

Рецензенты	доктор физико-математических наук, профессор ТГУ	<b>Л.Б. Зуев</b>
	доктор физико-математических наук, профессор ТГУ	<b>А.И. Потеев</b>

ISBN 5-93057-054-X  
ISBN 5-93057-050-7

© Томский государственный  
архитектурно-строительный  
университет, 2002

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие .....	5
Рабочая программа .....	6
Список литературы .....	6
<b>Раздел I. Теория</b> .....	<b>8</b>
<b>1. Элементы квантовой механики и атомной физики</b> .....	<b>8</b>
1.1. Противоречия классической физики. Формула Бальмера .....	8
1.2. Опыт Резерфорда. Ядерная модель атома .....	10
1.3. Постулаты Бора .....	11
1.4. Корпускулярно-волновой дуализм. Волны де Бройля .....	13
1.5. Дифракция электронов .....	13
1.6. Волновые свойства микрочастиц .....	15
1.7. Принцип неопределенности .....	16
1.8. Задание состояния микрообъектов .....	17
1.9. Уравнение Шредингера .....	19
1.10. Некоторые приложения квантовой механики. Частица в одномерной потенциальной, прямоугольной яме .....	20
1.11. Электрон в центрально-симметричном поле. Атом водорода .....	24
1.12. Мультиплетность спектра и спин электрона .....	28
1.13. Принцип Паули .....	30
1.14. Периодическая система элементов Менделеева .....	30
1.16. Спонтанное и вынужденное излучение .....	32
1.17. Лазеры .....	32
<b>2. Строение и основные свойства ядер</b> .....	<b>36</b>
2.1. Состав и характеристики атомного ядра .....	36
2.2. Энергия связи ядер .....	38
2.3. Ядерные силы и их свойства .....	40
2.4. Феноменологические модели ядра .....	41
2.5. Радиоактивность, ее типы .....	43
2.6. Закон радиоактивного превращения .....	44
2.7. Типы радиоактивного превращения. Правила смещения .....	48
2.8. Ядерные реакции, их типы .....	55
2.9. Реакция деления тяжелых ядер .....	57
2.10. Принцип действия ядерных реакторов .....	59
2.11. Реакция термоядерного синтеза .....	62
2.12. Управляемые термоядерные реакции .....	64
2.13. Экологические проблемы ядерной энергетики .....	65
<b>Контрольные вопросы</b> .....	<b>66</b>

3. Элементарные частицы	68
3.1. Типы взаимодействия и классы элементарных частиц	68
3.2. Взаимопреращение частиц	70
3.3. Законы сохранения в микромире	76
3.4. Кварки	80
3.5. Физическая картина мира	82
<b>Раздел II. Практическая часть</b>	84
1. Основные формулы физики атомов и атомного ядра	84
2. Примеры решения задач	86
3. Задачи для самостоятельного решения	95
4. Контрольная работа 6	97
<b>Приложение</b>	104



## ПРЕДИСЛОВИЕ

Данное учебное пособие предназначено для студентов II курса инженерно-технических специальностей, изучающих курс физики. Его цель - помочь студентам в освоении раздела "**Элементы атомной и ядерной физики**".

Пособие включает теоретическую часть - раздел I, в которой в доступной форме изложены основные понятия и современные представления атомной и ядерной физики. Здесь рассмотрены законы, описывающие явления микромира, представлен перечень элементарных частиц - основы мироздания. В конце каждой темы студентам предложены вопросы для контроля освоения необходимого теоретического материала.

Раздел II представляет практическую часть пособия, включающую основные формулы, примеры решения задач по изучаемой теме, для выяснения степени усвоения практического материала предложены задачи для самостоятельного решения с ответами. В заключение предложена **контрольная работа 6** с индивидуальными заданиями. По заданию преподавателя студент выбирает вариант из таблицы от 1 до 0. В приложении приведены константы, необходимые для решения задач.

## РАБОЧАЯ ПРОГРАММА

### ЭЛЕМЕНТЫ АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

#### Элементы квантовой механики и атомной физики

Опытное обоснование корпускулярно-волнового дуализма свойств вещества. Формула Луи де Бройля. Соотношение неопределенностей как проявление корпускулярно-волнового дуализма свойств материи. Волновая функция и ее статистический смысл. Ограниченность механического детерминизма. Принцип причинности в квантовой механике. Стационарные состояния. Уравнение Э. Шредингера для стационарных состояний. Свободная частица. Туннельный эффект. Частица в одномерной прямоугольной "потенциальной яме". Квантование энергии и импульса частицы. Понятие о линейном гармоническом осцилляторе. Атом водорода. Главное, орбитальное и магнитное квантовые числа.

Опыты О. Штерна и В. Герлаха. Спин электрона. Спиновое квантовое число. Фермионы и бозоны. Принцип Э. Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям. Понятие об энергетических уровнях молекул. Спектры атомов и молекул. Поглощение, спонтанное и вынужденное излучения. Понятия о лазере.

#### Элементы физики атомного ядра и элементарных частиц

Заряд, размер и масса атомного ядра. Массовое и зарядовое числа. Момент импульса ядра и его магнитный момент. Состав ядра. Работы Д.Д. Иваненко и В. Гейзенберга. Нуклоны. Взаимодействие нуклонов и понятие о свойствах и природе ядерных сил. Дефект массы и энергия связи ядра.

Закономерности и происхождение альфа-, бета-, и гамма-излучения ядер. Цепная реакция деления. Понятие о ядерной энергетике. Реакция синтеза атомных ядер. Проблема управляемых термоядерных реакций. Элементарные частицы. Их классификация и взаимная превращаемость. Четыре типа фундаментальных взаимодействий: сильные, электромагнитные, слабые и гравитационные. Понятие об основных проблемах современной физики и астрофизики.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Курс общей физики. - М.: Наука, 1977-1979.- Т.1, 2, 3.
2. Трофимова Т.И. Курс физики. - М.: Высшая школа, 1985.
3. Детлаф А.А. Курс физики/ Детлаф А.А., Яворский Б.М., Милковская Л.Б. - М.: Высшая школа, 1973-1979.-Т.1, 2, 3.
4. Зисман Г.А. Курс общей физики/ Зисман Г.А., Тодес С.М. - М.: Наука, 1973-1974.-Т.1,2,3.
5. Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики. - М.: Наука, 1979.

## РАЗДЕЛ 1. ТЕОРИЯ

### 1. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ И АТОМНОЙ ФИЗИКИ

#### 1.1. Противоречия классической физики. Формула Бальмера

В конце XIX - начале XX века в физике накопились экспериментальные данные, которые в принципе не могли быть объяснены в рамках существовавших в то время теорий. В первую очередь это относится к излучению абсолютно черного тела и устойчивости атомов. Для объяснения установленных фактов пришлось отказаться от старых классических представлений о строении материи и создать принципиально новые – квантовые представления.

Изобретение вольтовой дуги позволило сделать резкий рывок в спектроскопии - науке об излучательных спектрах атомов. Оказалось, что спектры излучения всех атомов носят линейчатый характер, то есть, состоят из отдельных линий. Так как в то время было твердо установлено, что свет испускается именно атомами, то изучение спектров давало ключ к пониманию того, как устроены атомы. Оказалось, что линии в спектре расположены определенным образом и образуют группы, называемые сериями. Особенно отчетливо серии проявляются в спектре простейшего элемента - водорода. В видимом участке спектра водорода наблюдается группа линий, расстояние между которыми изменяется по определенному закону. В 1885 г. швейцарский физик Бальмер обнаружил, что длины волн  $\lambda$  в этой серии подчиняются закону

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (1.1)$$

где  $\lambda_0$  - константа,  $n$  - целое число (3, 4, 5). Переходя от длин волн к частотам  $\omega$ , получаем

$$\omega = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1.2)$$

где  $R = 1,09737 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  - постоянная Ридберга. Формула (1.2) называется формулой Бальмера, а соответствующая ей серия называется серией Бальмера. В дальнейшем оказалось, что в спектре содержатся несколько серий в ультрафиолетовой и инфракрасной областях. Линии этих серий могут быть представлены в виде, аналогичном (1.2).

В результате исследований спектров других атомов выяснилось, что для изоэлектронных водороду ионов справедлива формула Бальмера-Ридберга:

$$\omega = T_1(m) - T_2(n), \quad (1.3)$$

где  $m$  и  $n$  - целые числа, причем  $n > m$ .

Таким образом, из результатов изучения спектров вытекает очень важное следствие для возможной модели атома: она должна позволять испускание монохроматических волн, правильное их расположение и давать устойчивость атома при этом. Ни одна из существующих в то время моделей атома не позволяла получить экспериментальную картину излучения. Кроме того, из спектроскопических данных невозможно было установить внутреннее устройство атомов. Требовался эксперимент для прямого определения распределения зарядов внутри атома и его устройства.

## 1.2. Опыт Резерфорда. Ядерная модель атома

Установить распределение зарядов в какой-либо области пространства можно с помощью рассеяния заряженных частиц. Такое зондирование внутренних областей было проведено в 1911 г. знаменитым английским физиком Э. Резерфордом, который наблюдал картину рассеяния  $\alpha$ -частиц (ядер атомов гелия) атомами золота. Опыт осуществлялся следующим образом.

Источником  $\alpha$ -частиц являлся радиоактивный элемент Р (рис. 1.1). Узкое отверстие вырезало тонкий пучок, который падал на тонкую золотую фольгу Ф. При прохождении  $\alpha$ -частиц через фольгу они отклоняются на различные углы  $\vartheta$ .

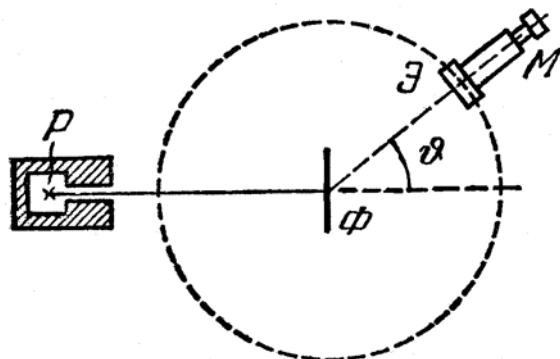


Рис. 1.1

Для регистрации рассеянных  $\alpha$ -частиц использовался сцинтилляционный счетчик, состоящий из экрана Э и микроскопа М. Рассеянные на угол  $\vartheta$   $\alpha$ -частицы попадают на экран Э, покрытый сернистым цинком, и вызывают вспышки (сцинтилляции), число которых подсчитывается с помощью микроскопа М. Счетчик вращался вокруг фольги, позволяя таким образом регистрировать частицы, рассеянные под любым углом. В ходе наблюдений выяснилось, что небольшое, но вполне наблюдаемое число  $\alpha$ -частиц рассеивается на большие ( $\sim 180^\circ$ ) углы, практически назад, что никак

не могло быть объяснено в рамках существующих в то время представлений об устройстве атома. Проанализировав результаты опыта, Э. Резерфорд пришел к выводу, что рассеяние назад таких массивных и быстрых частиц, как  $\alpha$ -частицы, возможно только в том случае, если внутри атома имеется очень небольшая положительно заряженная область, в которой сосредоточена практически вся масса атома. Анализ опытных данных привел Э. Резерфорда к планетарной (ядерной) модели атома, согласно которой в центре атома находится массивное положительно заряженное с зарядом  $+Ze$  ядро с размером  $\sim 10^{-13}$  м, а вокруг ядра расположено  $Z$  электронов, распределенных по всему объему ядра. Поскольку статическая система зарядов не может быть устойчивой, Резерфорду пришлось предположить, что электроны вращаются вокруг ядра. Последнее предположение пришло в немедленное противоречие с классической электродинамикой. Так как заряд,двигающийся по искривленной траектории, всегда движется ускоренно, то в соответствии с совершенно строгим доказательством классической электродинамики (подтвержденным экспериментально) он должен непрерывно излучать электромагнитные волны. Процесс излучения сопровождается потерей энергии, и электрон должен упасть на ядро, причем за очень короткое время. Таким образом, планетарный атом, структура которого однозначно следует из результатов опыта Резерфорда, является неустойчивым с точки зрения классической механики и классической электродинамики.

## 1.3. Постулаты Бора

Противоречия между результатами опыта Резерфорда и классическими представлениями были устранены в 1913 г. датским физиком Нильсом Бором путем отказа от применимости классических представлений на атомарном уровне.

Н. Бор предложил два постулата, находящихся в противоречии с классической физикой.

**1. Электроны в атоме располагаются только на некоторых дискретных орбитах, удовлетворяющих определенным квантовым условиям. Электрон, находящийся на одной из дискретных стационарных орбит, не излучает и не поглощает энергию.**

**2. Излучение испускается или поглощается в виде светового кванта энергии  $\hbar\omega$  при переходе электрона из одного стационарного состояния в другое.** При этом

$$\hbar\omega_{mn} = E_m - E_n, \quad (1.4)$$

где  $E_m$  - энергия  $m$ -й орбиты,  $\hbar = h/2\pi$  ( $h$  – постоянная Планка).

Постулаты Н. Бора легли в основу созданной им теории водородоподобных (заряд ядра  $+Ze$ , и один электрон) атомов, которая являлась крупным достижением в теории атома, так как позволила объяснить экспериментально наблюдаемые закономерности в спектре атома водорода. Формула Бальмера автоматически следует из теории Бора. Кроме этого, Бор впервые убедительно доказал неприменимость классических представлений к внутриатомным явлениям. С другой стороны теория Бора была только первым шагом в создании теории микромира и обобщении ее на более сложные, чем атом водорода, объекты и в первую очередь на двухэлектронный атом гелия. С открытием волновых свойств вещества стало ясно, что теория Бора является переходным этапом на пути создания последовательной теории микромира.

#### 1.4. Корпускулярно-волновой дуализм. Волны де Бройля

Углубленный анализ всей совокупности опытных данных об оптических явлениях привел с неизбежностью к понятию корпускулярно-волнового дуализма света (дуализм означает двойственность). Такие оптические явления, как дифракция и интерференция, могут быть объяснены только с позиции волновой природы света, в то время как фотоэффект и ряд других не менее убедительных доказательств свидетельствуют о том, что свет представляет собой поток частиц-фотонов.

В 1924 г. выдающийся французский физик Луи де Бройль выдвинул смелое предположение о том, что корпускулярно-волновой дуализм является универсальным свойством материи. Де Бройль предположил, что вещество и прежде всего элементарные частицы, обладают волновыми свойствами. Отсюда следует, что проявляющий волновые свойства электрон должен при рассеянии в определенных условиях давать интерференционную картину. По идее де Бройля движение любой элементарной частицы связано с волновым процессом, причем длина волны, как для фотона, определяется следующим образом:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{mV}, \quad (1.5)$$

где  $m$  - масса частицы,  $V$  - ее скорость (для фотона  $V=C$ ).

#### 1.5. Дифракция электронов

В 1927 г. К. Дэвиссон и Л. Джермер экспериментально подтвердили гипотезу де Бройля. Они исследовали отражение узкого пучка моноэнергетических электронов от моно-

кристалла никеля. Скорость электронов и угол падения могли изменяться. При заданном угле падения максимум тока в гальванометре имел место при ускоряющем напряжении 54 В. В соответствии с формулой (1.5) длина волны, соответствующая этому напряжению, оказалась равной  $1,67 \text{ \AA}$ . Длина волны, отвечающая брэгговскому отражению, равна для данных условий  $1,65 \text{ \AA}$ . Совпадение можно считать отличным, а опыт К. Дэвиссона и Л. Джермера блестящим подтверждением гипотезы де Бройля.

В 1927 г. П. Томсон и независимо от него П.С. Тартаковский получили наглядное доказательство дифракции электронов. Тонкий пучок электронов, ускоренный разностью потенциалов в несколько десятков киловольт, проходил через тонкую металлическую фольгу и попадал на фотопластинку. Дифракционная картина в виде концентрических окружностей абсолютно схожа с рентгенограммой, полученной при прохождении пучка рентгеновских лучей (волн) при тех же условиях. В дальнейшем аналогичные дифракционные картины были получены при прохождении атомарных и молекулярных пучков через вещество. Во всех случаях длина волны соответствовала формуле де Бройля. В опытах К. Дэвиссона и Л. Джермера, а также в других упомянутых выше опытах интенсивность пучка была так велика, что возникло предположение о том, что дифракционная картина является следствием коллективного взаимодействия электронов в пучке, а отдельный электрон не обладает волновыми свойствами. Для выяснения этого вопроса в 1949 г. Л.М. Биберман, Н.Г. Сушкин и В.А. Фабрикант поставили опыт, в котором интенсивность пучка электронов была ослаблена настолько, что электроны пропускались через прибор фактически поодиночке. При этом результирующая картина ничем не отличалась от той, которая имела место при

обычной интенсивности пучка. Таким образом, было доказано, что волновые свойства присущи отдельному электрону.

## 1.6. Волновые свойства микрочастиц

Микрочастицами принято называть элементарные частицы (электроны, протоны, нейтроны и т.д.), а также атомы, ядра и молекулы.

Термин “микрочастица” отражает только одну сторону свойств микрообъекта, так как последний представляет собой образование особого рода, сочетающее в себе свойства и частицы, и волны, и в то же время не являющееся ни частицей, ни волной. Сам термин “микрочастица” используется только в силу недостаточно развитой терминологии и отсутствия соответствующего синонима. Микрообъект не может воздействовать на наши органы чувств непосредственно. Его поведение может наблюдаться только с помощью прибора, поэтому комплекс прибор-микрообъект по современным представлениям неразделим, причем конструкция прибора не играет, разумеется, никакой роли; эксперимент может быть даже мысленным. К микрообъектам абсолютно не применимы классические представления, невозможно построить наглядные модели их поведения, и при их изучении приходится прибегать к разного рода абстракциям.

Для микрообъекта, прежде всего, характерно то, что он одновременно не обладает координатами и импульсом, то есть для него отсутствует понятие траектории, так как траектория, по определению, есть совокупность одновременно измеряемых координат и импульсов. Правда, при определенных обстоятельствах микрообъектам можно приближенно приписать траекторию (в камере Вильсона частицы оставляют туманный след, в ускорителях и электронных микроскопах электроны движутся по хорошо определенным траекториям). Однако, если размеры области, в которой локализован



микрообъект, соизмеримы с длиной волны, определяемой по формуле де Бройля, то траекторию в принципе ввести невозможно. В компактной форме это необычное свойство микрообъектов было сформулировано в 1927 году немецким физиком Вернером Гейзенбергом в виде принципа неопределенности.

### 1.7. Принцип неопределенности

В классической механике состояние материальной точки задается координатами, импульсом, энергией и т.д., причем все эти величины могут быть измерены одновременно и со сколь угодно точностью. Однако для микрообъектов дело обстоит совершенно иначе. Природа микромира устроена так, что некоторые пары величин не могут быть измерены одновременно со сколь угодно точностью, то есть погрешности измерения этих сопряженных величин не могут быть уменьшены одновременно до сколь угодно малых величин. Так, например, не могут быть одновременно измерены координаты  $x$  и проекция импульса  $P_x$ ,  $y$  и  $P_y$ ,  $z$  и  $P_z$  и т.д. То есть произведение погрешностей измерений  $(\Delta x \Delta P_x)$ ,  $(\Delta y \Delta P_y)$  не могут быть сколь угодно малыми. В. Гейзенберг, выдающийся немецкий физик, сформулировал это утверждение в виде **принципа неопределенности**:

$$\Delta x \Delta P_x \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (1.6)$$

Аналогично (1.6) может быть записано уравнение и для других координат. В соответствии с принципом неопределенности при увеличении точности в измерении координат, неопределенность в определении соответствующего импульса неограниченно растет. Принцип неопределенности, однако,

не запрещает сколь угодно точно измерять или только координату, или только импульс.

Кроме координат и импульса, невозможно точно одновременно измерять время и энергию. Для этих величин принцип неопределенности может быть записан как

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}. \quad (1.7)$$

Принцип неопределенности сыграл весьма важную роль при создании теории микромира, получившей название квантовой механики.

### 1.8. Задание состояния микрообъектов

Выше было сказано, что состояние классической частицы может быть точно задано с помощью строго определенных значений координат, импульса, энергии и т.д. Согласно принципу неопределенности такое задание состояния невозможно для микрообъектов для описания их поведения в различных ситуациях.

Гипотеза де Бройля о волнах, сопровождающих движение материальных тел, в дальнейшем была обобщена. Было предложено описывать поведение частиц с помощью некоторой комплексной функции координат и времени  $\Psi(x, y, z, t)$ . Для ее нахождения Эрвин Шредингер в 1926 г. записал свое знаменитое уравнение. Естественно, что немедленно возник вопрос о физическом смысле  $\Psi$  - функции. Довольно скоро было понято, что волна, описываемая  $\Psi$  - функцией, не может быть материальной. Так, например, движущийся к фотопластинке электрон сопровождается  $\Psi$  - волной. В момент падения на фотопластинку электрон мгновенно поглощается, следовательно, волна должна мгновенно стянуться в точку. Но никакое материальное тело не может перемещаться

“мгновенно”, то есть быстрее скорости света - это запрещено фундаментальными принципами теории относительности. Некоторое время физический смысл  $\Psi$  - функции был неясен, а предлагаемые трактовки не выдерживали проверки. Правильную трактовку  $\Psi$  - функции дал М. Борн в 1926 г. Согласно М. Борну физический смысл имеет не сама  $\Psi$  - функция, а квадрат ее модуля, который определяет вероятность  $dP$  того, что частица находится в объеме пространства  $dV$ :

$$dP = |\Psi|^2 dV. \quad (1.8)$$

Так как вероятность того, что частица находится где-то во всем объеме  $V$ , равна единице, то интеграл от (1.8)

$$\int dP = \int |\Psi|^2 dV = 1. \quad (1.9)$$

Равенство (1.9) называется условием нормировки. Из смысла  $\Psi$  - функции вытекает, что квантовая механика имеет статистический характер. В квантовой механике нельзя утверждать, что частица находится в данной точке, можно лишь определить вероятность того, что частица находится в объеме  $dV$  вокруг заданной точки. На первый взгляд может показаться, что квантовая механика менее точно описывает действительность, чем классическая, где положение и импульсы частиц одновременно точно заданы, а уравнения движения позволяют точно предсказать динамику материальных тел. На самом деле это не так. Квантовая механика гораздо глубже вскрывает и предсказывает истинное поведение микрочастиц, тогда как классическая механика с ее детерминированностью, в принципе, не применима к микромиру. Многочисленные приложения доказали правильность квантовой механики, тогда как многочисленные альтернативные варианты теорий микромира либо не выдержали проверки прак-

тикой, либо оказались частными случаями квантовой механики.

### 1.9. Уравнение Шредингера

Из предыдущего раздела следует, что  $\Psi$  - функция полностью определяет состояние микрочастицы. Возникает вопрос: как найти эту функцию? В 1926 г. Эрвин Шредингер написал уравнение, которое явилось математическим фундаментом всей квантовой механики. Решая это уравнение для различных внешних полей, в которых движется микрочастица, и для различных граничных условий, можно найти  $\Psi$  - функцию и определить поведение микрообъекта в заданных внешних условиях. В самом общем виде уравнение Шредингера может быть записано как

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U\Psi = i \cdot \hbar \frac{d\Psi}{dt}, \quad (1.10)$$

где  $m$  - масса частицы,  $\nabla^2 = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}$  - оператор Лап-

ласа,  $U(x, y, z, t)$  - потенциал внешнего поля, в котором движется частица,  $i$  - мнимая единица ( $i = \sqrt{-1}$ ). Из уравнения (1.10) следует, что  $\Psi$  - функция полностью определяется видом функции  $U(x, y, z, t)$ . Уравнение (1.10) называется иначе временным уравнением Шредингера и является основным уравнением квантовой механики. Решения этого уравнения  $\Psi(x, y, z, t)$  содержат всю информацию о поведении микрообъектов в заданном силовом поле, которое, в частности, может отсутствовать.

Если силовое поле, в котором движется частица, стационарно, то есть не зависит от времени, то решение уравнения Шредингера разбивается на произведение двух сомножителей, один из которых зависит только от времени, а другой только от координат:

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) \exp\left(-\frac{iEt}{\hbar}\right), \quad (1.11)$$

где  $E$  - полная энергия частицы, которая в стационарном поле остается постоянной. Подставляя (1.11) в (1.10), получим после простых преобразований стационарное уравнение Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U\Psi = E\Psi. \quad (1.12)$$

В дальнейшем мы будем иметь дело только со стационарным уравнением.

### 1.10. Некоторые приложения квантовой механики. Частица в одномерной, потенциальной прямоугольной яме

Рассмотрим простейший случай решения уравнения Шредингера для частицы, находящейся в одномерной бесконечно глубокой, прямоугольной, потенциальной яме. Разумеется, эта задача носит чисто методический, иллюстративный характер, но в решении ее присутствуют все важные квантовые особенности поведения микрочастицы, которые в принципе не могут быть описаны классической механикой.

Предположим, что частица движется внутри одномерной ямы, расположенной вдоль  $x$ ,  $0 \leq x \leq \ell$ , где  $\ell$  - ширина ямы. Так как стенки ямы бесконечно высоки, то частица не может ее покинуть, и все ее перемещения локализованы внутри ямы. Потенциальная энергия и при этом равна нулю в интервале  $0 \leq x \leq \ell$  и бесконечности вне его.

Уравнение может быть записано для данного случая как:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0. \quad (1.13)$$

Так как частица не может покинуть яму, то вероятность ее нахождения вне интервала и на его границах равна нулю ( $\Psi$  - функция по определению непрерывна), то есть:

$$\Psi(0) = \Psi(\ell) = 0. \quad (1.14)$$

Равенства (1.14) являются граничными условиями, необходимыми для решения уравнения (1.12). Так как для  $0 \leq x \leq \ell$ ,  $U = 0$  то (1.12) преобразуется к виду:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}E\Psi = 0. \quad (1.15)$$

Вводя обозначение

$$\omega^2 = \frac{2m}{\hbar^2}E, \quad (1.16)$$

приходим к уравнению

$$\Psi'' + \omega^2\Psi = 0, \quad (1.17)$$

хорошо известному в теории колебаний. Решением его являются гармонические колебания вида:

$$\Psi(x) = a \sin(\omega t + \alpha), \quad (1.18)$$

где  $a$ ,  $\alpha$  - константы, подлежащие определению с помощью граничных условий (1.14):

$$\Psi(0) = a \sin \alpha = 0.$$

Отсюда следует, что  $\alpha = 0$ , (амплитуда  $\alpha$  не может равняться нулю, так как решение во всех точках будет тривиальным нулем):

$$\Psi(l) = a \sin \omega l = 0,$$

что возможно лишь тогда, когда

$$\omega l = \pm \pi n \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (1.19)$$

Подставляя (1.16) и возводя в квадрат (1.19), получим

$$\frac{2mE}{\hbar^2} \ell^2 = \pi^2 \ell^2,$$

откуда получаем следующее выражение для энергии:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} n^2 \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (1.20)$$

Из последнего равенства следует, что энергия имеет дискретный характер. Важно отметить, что в отличие от теории Бора, где дискретность энергии постулировалась заранее, в данном случае квантование энергии возникло естественным образом

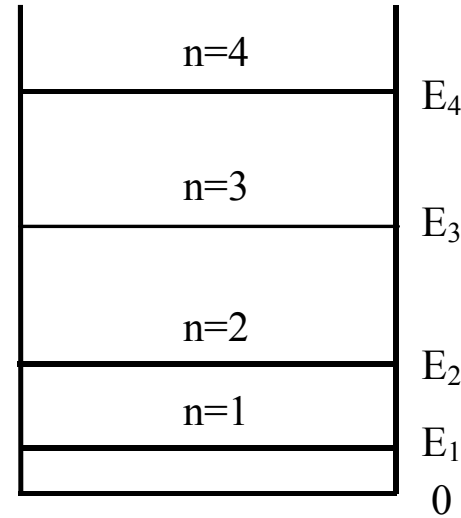


Рис. 1.2

вследствие решения уравнения Шредингера. На рис. 1.2 изображены энергетические уровни микрочастицы в потенциальной яме в соответствии с (1.20). Необходимо подчеркнуть, что частица в яме может иметь только такие, дискретные значения энергии и никакие другие, в отличие от классической частицы, находящейся в такой же потенциальной яме. Последняя может иметь любые значения энергии.

Состояние  $sp = 1$  называется основным состоянием, все остальные - возбужденными.

Оценим разность энергий между соседними уровнями в зависимости от массы частицы  $m$  и ширины ямы  $\ell$

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m\ell^2} (\ell n + \ell) - \frac{\pi^2 \hbar^2}{m\ell^2} n. \quad (1.21)$$

Рассмотрим сначала молекулу ( $m \sim 10^{-26}$  кг) в сосуде размером  $\sim 10^{-1}$  м. Для нее  $\Delta E_n \sim 10^{-39}$  Дж., то есть энергетические уровни распределены практически непрерывно и никакие квантовые эффекты при этом не проявляются. Схожий результат получается и для электрона  $m \sim 10^{-30}$  кг, при тех же размерах ямы (свободные электроны в металле) в этом случае  $\Delta E_n \sim 10^{-34}$  Дж. Совсем другой результат получается для

электрона, локализованного в объеме с размерами порядка атомного  $\ell \sim 10^{-10}$  м, в этом случае

$$\Delta E_n = \frac{3.14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{68}}{10^{-30} \cdot 10^{-20}} = 10^{-17} \text{ Дж.}$$

Дискретность такого порядка в масштабах атома весьма заметна.

Волновые функции частицы в яме (1.18) с учетом граничных условий (1.14) могут быть окончательно представлены в виде:

$$\Psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin \frac{\pi n x}{\ell} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (1.22)$$

Квадрат функции (1.22) дает плотность вероятности нахождения частицы в различных частях ямы для различных  $n$ . При  $n = 1$  (основное состояние) частица с большей вероятностью находится в середине ямы, при  $n = 2$  (1-е возбужденное состояние) вероятность обнаружения частицы в центре ямы равна нулю, а вероятнейшие положения расположены в точках  $\ell/4$  и  $3\ell/4$ , и т.д. Такое поведение частицы несовместимо с классическими представлениями, так как с точки зрения классической механики все положения частицы равновероятны.

### 1.11. Электрон в центрально-симметричном поле.

#### Атом водорода

Рассмотрим систему из неподвижного ядра с положительным зарядом  $Ze$  и расположенного вблизи электрона. Потенциальная энергия в поле ядра

$$U = -\frac{Ze^2}{r}, \quad (1.23)$$

где  $r$  - расстояние от электрона до ядра. Тогда уравнение Шредингера может быть записано как

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E + \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0 \quad (1.24)$$

( $m$  - масса электрона). В теории дифференциальных уравнений второго порядка строго доказывается, что уравнение (1.24) имеет решение только в следующих случаях:

- 1) при любых положительных  $E$ ;
- 2) для значений  $E$ , принимающих отрицательные дискретные значения, равные:

$$E_n = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (1.25)$$

В случае положительной энергии электрон пролетает мимо ядра и улетает в бесконечность. При  $E < 0$  электрон связан с ядром и может находиться только на дискретных уровнях, которые совпадают с теми, что предсказывает теория Бора, рассмотренная выше. Необходимо подчеркнуть, что дискретность значений энергии в **последовательной квантовой теории получается автоматически**, тогда как в теории Бора она постулируется заранее, без обоснования. Решениями уравнения (1.24) являются функции вида:

$$\Psi = \Psi_{nlm}(r, \Theta, \varphi), \quad (1.26)$$

где  $\mathbf{r}$ ,  $\Theta$ ,  $\varphi$  - сферические координаты, а  $\mathbf{n}$ ,  $\ell$ ,  $m$  - целочисленные параметры, которые называются квантовыми числами:  $\mathbf{n}$  - **главное** квантовое число,  $\ell$  - **азимутальное** и  $m$  - **магнитное** квантовое числа, причем квантовые числа связаны между собой соотношениями:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, n - 1 \quad (1.27)$$

для данного  $n$  и  $\ell$ , а  $m$  изменяется от  $-\ell$  до  $+\ell$ , т.е. принимает  $2\ell + 1$  значений.

Помимо энергии квантуются (т.е. принимают дискретные значения) и другие величины, характеризующие состояние электрона в атоме и, прежде всего, это орбитальный момент импульса и проекция орбитального момента  $L_{\ell_z}$  на некоторое направление  $z$ . Соответствующие квантовые числа, которые характеризуют эти свойства,  $\ell$  и  $m$ . Орбитальный момент импульса может принимать лишь определенные значения, т.е. квантуется:

$$L_e = \sqrt{\ell(\ell + 1)}\hbar.$$

Эта величина является векторной. Вектор  $\vec{L}_e$  может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых его проекция  $\vec{L}_{e_z}$  на направление внешнего (например, магнитного) поля принимает квантовые значения, кратные  $\hbar$ :

$$L_{e_z} = m\hbar.$$

Как указывалось выше, при заданном  $l$  квантовое число  $m$  может изменяться в интервале:

$$m = -l, -l+1, \dots, -1, 0, 1, \dots, l-1, l, \text{ всего } 2l+1 \text{ значений.}$$

Согласно (1.27) энергия зависит только от главного квантового числа, тогда как  $\Psi$  функции, определяющие состояние электрона, зависят еще от двух квантовых чисел,  $\ell$  и  $m$ , то есть **каждому значению энергии соответствует несколько состояний, которые называются вырожденными, а число таких состояний называется кратностью вырождения**. Число вырожденных состояний при заданном  $n$ , определяется как

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2.$$

$m$  – магнитное квантовое число, может принимать целые значения от  $-\ell$  до  $+\ell$ , т.е. всего  $2\ell+1$  значений. Это положение называется **пространственным квантованием**.

Внешними полями для электрона могут быть: 1) поле ядра, 2) поле ядра и остальных электронов, 3) вообще внешние поля.

Для нескольких первых значений  $l$  приняты специальные названия состояний:

$\ell = 0,$	s - состояние
$\ell = 1,$	p - состояние
$\ell = 2,$	d – состояние
$\ell = 3$	f - состояние

и т.д.

Значение главного квантового числа  $n$  принято указывать перед условным обозначением азимутального квантового числа. Тогда полный перечень состояний может быть записан как

1s

2s, 2p  
3s, 3p, 3d

и т.д.

Переход электрона с одного энергетического уровня на другой обуславливает испускание и поглощение света атомом. В квантовой механике доказываем, что в атоме возможны только такие переходы электронов, при которых азимутальное квантовое число  $\ell$  изменяется на единицу, то есть  $\Delta\ell = \pm 1$  (**правило отбора**). Так как поглощающий атом, как правило, находится в основном состоянии, то спектр поглощения будет состоять из линий, соответствующих переходам:

$1s \rightarrow np$  ( $n = 2, 3, 4 \dots$ ).

Этот результат совпадает с экспериментом.

### 1.12. Мультиплетность спектра и спин электрона

Тщательное исследование спектров многоэлектронных атомов показало, что практически каждая линия в этих спектрах является двойной (дублет). Так, например, характерная для Na желтая линия  $3p \rightarrow 2s$  состоит из двух близких линий с длинами волн 589,0 нм и 589,6 нм. Такая структура спектра получила название **тонкой структуры**, а линии, состоящие из нескольких компонент, получили название **мультиплетов**. Наблюдаются дуплеты, триплеты и т.д.; в частных случаях могут наблюдаться и одиночные линии-синглеты.

Очевидно, что расщепление спектральных линий обусловлено расщеплением уровней энергии. Для объяснения расщепления энергетических уровней Гаудсмит и Уленбек в 1925 г. выдвинули гипотезу о том, что электрон обладает собственным моментом импульса  $m_s$ , который получил название - **спин**.

Из курса механики известно, что момент количества движения обусловлен вращением вокруг какой-то оси, поэтому в начале было предположено, что возникновение  $M_s$  связано с вращением электрона вокруг собственной оси. Однако через некоторое время от такого представления пришлось отказаться по ряду весьма убедительных причин. В настоящее время спин электрона (равно как и других частиц) принято рассматривать как характеристику электрона наряду с такими как заряд и масса. Величина собственного момента импульса так же квантуется, как и орбитальный момент импульса и энергия. Спину приписано свое квантовое число  $s$ , которое для электрона равно  $1/2$ . Существование спина доказано в наше время большим количеством опытных данных.

Расщепление энергетических уровней очень коротко может быть объяснено следующим образом. Так как электрон является заряженной частицей, то существование механических моментов импульса (спинового и орбитального) порождает соответствующие магнитные моменты, которые взаимодействуют между собой по определенным правилам. Так как магнитные моменты являются также векторными величинами, то энергия их взаимодействия зависит от взаимной ориентации орбитального и спинового магнитных моментов. Полная энергия каждого уровня, следовательно, будет определяться поправками на спин-орбитальное взаимодействие. В зависимости от взаимной ориентации энергия этого взаимодействия добавляется или вычитается из энергии соответствующего состояния, определяемой главным квантовым числом. Следует отметить, что энергия расщепления в  $10^5$  раз меньше разности энергий ближайших уровней.

### 1.13. Принцип Паули

Итак, состояние электрона в атоме определяется четверкой квантовых чисел:

главное	$n = 1, 2, 3, \dots,$
азимутальное	$\ell = 0, 1, 2, 3 \dots n - 1,$
магнитное	$m_\ell = -\ell, -(\ell-1), \dots, 0, \dots (\ell-1), \ell,$
спиновое	$m_s = \pm 1/2.$

Энергия данного состояния в основном зависит от  $n$  и  $\ell$  и значительно слабее - от  $m_\ell$  и  $m_s$ . В соответствии с принципом минимума энергии в нормальном (основном) состоянии электроны должны занимать уровни, отвечающие наименьшей энергии, поэтому в каждом атоме все электроны должны были бы находиться в состоянии  $1s$  ( $n = 1, \ell = 0$ ). Однако опыт показывает, что это не так.

Распределение электронов по энергиям в атоме объясняется **принципом Паули**, согласно которому, **никакие два электрона в одной квантовой системе (атоме) не могут находиться в состояниях с одинаковым набором четырех квантовых чисел**. С учетом определений квантовых чисел и наличия спина электрона можно подсчитать число возможных состояний электронов с данным  $n$  как  $2n^2$ . То есть в состояниях с

- $n = 1$  - 2 электрона,
- $n = 2$  - 8 электронов, аналогично для
- $n = 3$  - 18 электронов,
- $n = 4$  - 32 электрона и т.д.

**Совокупность электронов с данным  $n$  называется оболочкой.** Оболочки разделяются на подоболочки с разными  $\ell$ . Оболочки принято именовать по следующей схеме:

название оболочки:	K	L	M	N	O	P
значение $n$	1	2	3	4	5	6

### 1.14. Периодическая система элементов Менделеева

Принцип Паули дает объяснение периодической повторяемости свойств атомов и лежит в основе таблицы Менделеева. Рассмотрим, как происходит заполнение периодической таблицы элементов с учетом принципа Паули. В атоме водорода всего один электрон в состоянии  $1s$  (K - оболочка). В атоме гелия оба электрона находятся в K - оболочке, но с противоположно направленными спинами. На этом заполнение K оболочки заканчивается и в следующем по порядку атоме Li третий электрон уже не может находиться в  $1s$  состоянии и вынужден занимать состояние  $2s$ . Последовательно применяя принцип Паули, можно получить заполнение электронных оболочек атомов для всей таблицы элементов Менделеева. С учетом принципа Паули и приведенных выше чисел заполнения оболочек электронная конфигурация одиннадцатого элемента Na имеет вид:  $1s^2 2s^2 2p^6 3s$  - всего одиннадцать электронов, причем последний электрон  $3s$  слабо связан с ядром и является валентным или оптическим электроном. Электроны, занимающие полностью заполненные оболочки, в химических реакциях и оптических переходах не участвуют, а обеспечивающие химические и оптические свойства электроны из внешних незаполненных оболочек последовательно занимают состояния  $1s, 2s, 3s$ , обеспечивая тем самым повторяемость химических свойств.

### 1.15. Спонтанное и вынужденное излучения

Будем называть переходы в атоме с низшего на высший энергетический уровень - вынужденными, а с более высокого на ниже лежащий - спонтанными. Первые переходы обеспечивают поглощение фотонов, вторые - испускание. Вероят-



ность спонтанных переходов определяется только внутренними свойствами атомов и не зависит от интенсивности падающего излучения. В 1916 г. А. Эйнштейн предположил, что должен существовать еще один тип излучения, зависящий от интенсивности падающего излучения. Исходя из термодинамических соображений, А. Эйнштейн доказал, что вероятности вынужденных переходов вверх и вниз по энергии равны.

Вынужденное излучение обладает весьма важным свойством. Направление, фаза, частота и поляризация падающего и вызванного им вынужденного излучения абсолютно совпадают. Таким образом, падающее и вынужденное излучения строго когерентны. Это обстоятельство лежит в основе действия генераторов электромагнитного излучения, называемых **лазерами**.

### 1.16. Лазеры

В 1939 г. советский физик В.А. Фабрикант впервые указал на возможность получения сред, в которых свет будет усиливаться за счет вынужденного излучения. В 1953 г. советские ученые Н.Г. Басов, А.М. Прохоров и американские Ч. Таунс и Т. Вебер, независимо, создали первые молекулярные генераторы, работающие в диапазоне сантиметровых волн и получившие название **мазеров**. В 1960 г. Мейман (США) создал первый аналогичный прибор, работающий в видимом диапазоне - лазер или оптический квантовый генератор.

Для того, чтобы получить усиление падающего света, необходимо иметь оптически, активную среду, то есть среду, в которой заметное количество атомов находится в возбужденном состоянии, но вероятность спонтанного излучения понижена. В этом случае падающее излучение играет роль спускового механизма, вынуждая электроны переходить на

нижний уровень и испускать когерентное с падающим излучение. Такая избыточная заселенность верхних уровней называется **инверсной заселенностью** и создается с помощью специальной лампы накачки. Кроме того, рабочее тело лазера обязано задерживать электроны на верхних уровнях какое-то время.

В первых лазерах рабочим телом были цилиндры из рубина диаметром 1 см и длиной 5 см. Торцы тщательно полировались и были строго параллельны. Один торец покрывался непрозрачным слоем серебра, а другой - менее плотным, пропускающим 8% упавшей на него энергии. Рубин пред-

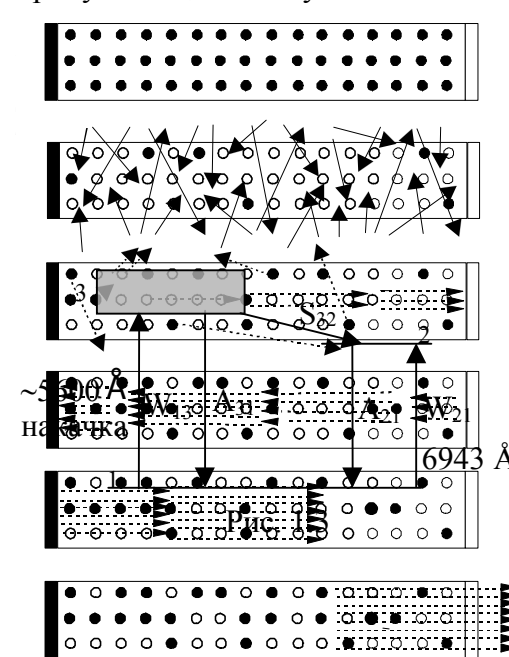


Рис. 1.4

других фотонов и так далее. В результате возникает каскад фотонов, схема возникновения которого представлена на рис.

с) с примесью атомов  $\text{Cr}^{+++}$ . На рис. 1.3 приведены переходы в твердом теле иона за счет накачки уровня 3 очень редких переходов в основное состояние 1 (стрелка  $A_{31}$ ). Однако большинство ионов перейдет на метастабильный уровень 2; вероятность перехода  $S_{32}$  значительно превышает вероятность  $A_{31}$ . При достаточной мощности накачки за счет заселенности уровня 2 на уровень 1 переход  $A_{21}$ , при этом из-

1.4: а) основное состояние ионов хрома - черные кружки, б) накачка: часть ионов переходит в возбужденное состояние (светлые кружки), переизлучаясь во все стороны, в) каскад развивается за счет тех фотонов, которые излучаются строго вдоль оси, остальные покидают кристалл. Отсюда следует строгая параллельность пучка г) - д), многократно отражаясь от зеркал пучок набирает интенсивность и при достаточно высоком уровне выходит через полупрозрачный торец. Лазеры на рубине работают в импульсном режиме, выделяя много тепла, и требуют интенсивного охлаждения. В настоящее время разработаны лазеры, работающие на газовых смесях, полупроводниках, органических красителях и т.д. Все эти свойства обеспечили лазеру широчайшее применение в науке, технике и повседневной жизни. Резкое удешевление стоимости лазеров при их массовом производстве, их миниатюризация и упрощение конструкции привело, например, к их использованию в бытовой технике: лазерные принтеры, копировальная техника, проигрыватели компакт-дисков и т.д.

## 2. СТРОЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕР

### 2.1. Состав и характеристики атомного ядра

В опытах по рассеянию  $\alpha$  - частиц на пленках золота Э. Резерфорд обнаружил, что атом, линейные размеры которого  $\sim 10^{-10}$  м, представляет собой полупустое образование. В центре расположено положительно заряженное ядро и окружают его электроны. Практически вся масса атома сосредоточена в ядре, имеющем линейные размеры около  $10^{-14}$ – $10^{-15}$  м.

В 1932 г. советский физик Д.Д. Иваненко (в тридцатых годах работал в Томске) высказал идею протонно – нейтронного строения ядер, которая в последствие широко развивалась В. Гейзенбергом.

*Ядра содержат в себе протоны и нейтроны, общее название которых - нуклоны.*

Протон (p) имеет положительный заряд, равный по величине заряду электрона:  $e_p = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Это минимальный, существующий в природе положительный заряд. Масса покоя протона:

$$m_{op} = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 1836 m_{oe},$$

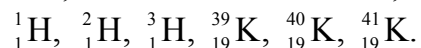
где  $m_{op}$ - масса покоя электрона.

Нейтрон (n) - нейтральная частица, открытая в 1932 г. английским физиком Д. Чедвиком. Масса покоя нейтрона

$$m_{on} = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 1839 m_{oe}.$$

**Массовое число** ядра  $A$  определяется общим числом нуклонов в ядре. Заряд ядра зависит от количества протонов, входящих в состав ядра  $q = Ze$ , где  $e$  - заряд протона, а  $Z$  - **зарядовое число**. Число нейтронов в ядре  $N = A - Z$ . Зарядовое число  $Z$  совпадает с порядковым номером химического элемента в Периодической системе элементов Д.И. Менделеева. В настоящее время существуют 107 элементов, имеющих зарядовые числа от  $Z = 1$  до  $Z = 107$ .

Массовые числа элементов лежат в пределах от  $A=1$  до  $A = 263$ . Элементы, у которых  $Z = 93 - 107$ , получены искусственным путем. Ядро изображается тем же символом, что и нейтральный атом:  ${}^A_Z X$ , где  $X$  - символ элемента,  $Z$  - зарядовое, а  $A$  - массовое число. Ядра, имеющие одинаковые  $Z$  и разные  $A$ , называются изотопами, например:



Ядра, имеющие одинаковые массовые числа  $A$ , называются **изобарами**:  ${}^{40}_{18}\text{Ar}, {}^{40}_{20}\text{Ca}$ .

**Изотонами** называются ядра, имеющие одинаковое количество нейтронов:  ${}^{13}_6\text{C}, {}^{14}_7\text{N}$ .

**Изомеры** - радиоактивные ядра с одинаковыми  $A$  и  $Z$ , но различающиеся периодами полураспада.

Размеры ядер зависят от количества нуклонов  $A$ , входящих в состав ядра. Считая ядро шаром, можно записать следующую формулу для радиуса ядра:

$$R = R_0 A^{1/3},$$

где  $R_0 = (1,3 \div 1,7) \cdot 10^{-15}$  м.

Пропорциональность объема ядра числу нуклонов в ядре свидетельствует о том, что плотность ядерного вещества примерно одинакова для всех ядер  $S_{\text{яд}} = 10^{17}$  кг/м<sup>3</sup>.

## 2.2. Энергия связи ядер

Масса ядра - характеристика ядра, обусловленная числом протонов и нейтронов, входящих в состав ядра. Однако экспериментальные исследования показывают, что масса ядра  $m_{\text{я}}$  всегда меньше суммы масс нуклонов, составляющих ядро. Уменьшение массы при образовании ядра из нуклонов сопровождается выделением энергии, а при разделении ядра на отдельные нуклоны необходимо затратить столько энергии, сколько идет на его образование.

**Энергия связи ядра равна работе, которую нужно совершить, чтобы расщепить ядро на составляющие нуклоны, не сообщая им кинетической энергии.**

$$E_{\text{св}} = [Zm_p + (A - Z) m_n - m_{\text{я}}] \cdot c^2,$$

где  $m_p$ ,  $m_n$ ,  $m_{\text{я}}$  - массы протона, нейтрона, ядра соответственно. Уменьшение массы ядра по сравнению с массой нуклонов, составляющих ядро, определяется по формуле:

$$\Delta m = E_{\text{св}}/c^2 = Z m_p + (A - Z) m_n - m_{\text{я}}.$$

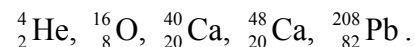
Величина  $\Delta m$  называется **дефектом массы**.

Важной характеристикой ядра является удельная энергия связи  $\varepsilon$  - энергия связи, приходящаяся на один нуклон:

$$\varepsilon = E_{\text{св}}/A.$$

Удельная энергия связи характеризует прочность и устойчивость ядер: чем больше величина  $\varepsilon$ , тем прочнее ядро. Удельная энергия связи зависит от массового числа  $A$ , график этой зависимости приведен на рис. 2.1.

Видно, что  $\epsilon$  резко возрастает для легких элементов,  $A \leq 12$ , до  $6 \div 7$  МэВ/нуклон, претерпевая скачки, затем медленно возрастает до максимальной величины  $\epsilon = 8,7$  МэВ у элементов с  $A = 50 \div 60$ , а потом постепенно уменьшается для тяжелых элементов. Так, у самого тяжелого природного элемента урана она равна 7,5 МэВ/нуклон. Уменьшение  $\epsilon$  для тяжелых элементов объясняется увеличением энергии сил кулоновского отталкивания. Тяжелые ядра становятся менее прочными. Устойчивы ядра, содержащие 8, 20, 28, 50, 82, 126 протонов или нейтронов. Эти числа - магические. Наиболее стабильны ядра, содержащие магическое число и протонов, и нейтронов:



Из анализа рис. 1.1 следует, что наиболее устойчивые ядра находятся в середине таблицы Менделеева, а легкие и тяжелые ядра менее устойчивы. Такая зависимость  $\epsilon$  от  $A$  делает возможным два процесса:

- 1) слияние (синтез) легких ядер в более тяжелые ядра;
- 2) деление тяжелых ядер на более легкие ядра.

Оба названных процесса происходят с выделением большого количества энергии и в настоящее время реализованы практически. Это **реакция синтеза**, или **термоядерная реакция** и **реакция деления тяжелых ядер**, которые будут рассмотрены в дальнейшем. Нужно заметить, что энергия, выделяющаяся при ядерных процессах, существенно, в  $10^6$  раз, превышает энергию, выделяющуюся при сгорании равного количества топлива.

### 2.3. Ядерные силы и их свойства

Взаимодействие между нуклонами, входящими в состав ядра, носит особый характер, оно не сводится к известным взаимодействиям, существующим в природе: гравитацион-

ному и электромагнитному. Это силы, которые по интенсивности превышают силы кулоновского отталкивания. Силы взаимодействия между нуклонами носят название **ядерных**

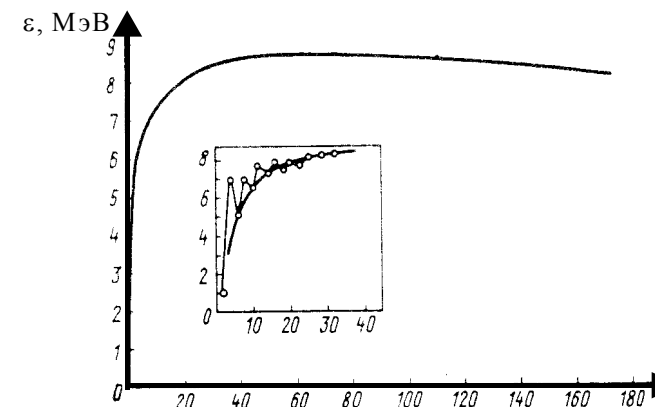


Рис. 2.1

**сил**, а взаимодействие, с которым они связаны, называется **сильным взаимодействием**. Ядерные силы обладают определенными свойствами.

1. На расстояниях  $r \sim 10^{-15}$  м ядерные силы являются силами притяжения, при  $r > 10^{-15}$  м быстро падают до нуля, при  $r \ll 10^{-15}$  м притяжение сменяется отталкиванием.
2. Ядерные силы – **короткодействующие**, они действуют на расстоянии  $r \sim 10^{-15}$  м и меньше.
3. Ядерные силы обладают **зарядовой независимостью**, они одинаковы для пар  $p - p$ ,  $p - n$ ,  $n - n$ , т.е. имеют неэлектрическую природу.
4. Ядерные силы **зависят от взаимной ориентации спинов** нуклонов. Нейтрон и протон удерживаются

вместе, образуя дейтон, только в том случае, если их спины ориентированы параллельно друг другу.

5. Ядерные силы **не являются центральными**, т.е. они не действуют вдоль линии, соединяющей центры нуклонов.

6. Ядерные силы **обладают свойством насыщения**. Это значит, что каждый нуклон взаимодействует с ограниченным числом нуклонов. Насыщение проявляется в том, что удельная энергия связи нуклонов в ядре при увеличении числа нуклонов не растет, а остается приблизительно постоянной.

#### 2.4. Феноменологические модели ядра

До настоящего времени отсутствует последовательная теория атомного ядра. Это связано со сложным характером ядерных сил, недостаточностью наших знаний об их природе, а также сложностью решения задачи о состоянии квантовой системы многих тел. Поэтому в ядерной физике применяются разные модели ядра, каждая из которых объясняет определенный ряд свойств ядра. Наиболее известны **капельная** (гидродинамическая), **оболочечная** и **обобщенная** модели ядра. Охарактеризуем их в кратких чертах.

**Капельная модель.** Эта простейшая и исторически первая модель ядра была предложена в 1936 г. Н. Бором и независимо от него нашим соотечественником Я. Френкелем. В капельной модели считается, что атомное ядро аналогично капле несжимаемой заряженной жидкости с очень высокой плотностью. Сходство заключается в том, что силы взаимодействия между нуклонами ядра и молекулами жидкости - короткодействующие и обладают свойством насыщения. Плотность ядерного вещества внутри ядра и плотность жидкости в пределах капли неизменны. Достоинством этой модели оказалась возможность получить формулу для энергии

связи нуклонов в ядре и дать качественное объяснение процессов деления тяжелых атомных ядер. Капельная модель не смогла объяснить особую устойчивость ряда ядер, которые называются "магическими". Это связано с главным недостатком капельной модели, который заключается в том, что отсутствует близкое сходство ядерного вещества и жидкости. Ядро является квантовой системой, содержащей не более 300 нуклонов, а капля жидкости - статистическая система, состоящая из миллиардов атомов и молекул.

**Оболочечная модель** предложена в 1949 г. американским ученым Марией Геппер-Майер и независимо от нее в 1950 г. немецким физиком Хансом Йенсенем, за что в 1963 году они получили Нобелевскую премию. В оболочечной модели считается, что каждый нуклон независимо движется в центрально-симметричном поле других нуклонов, образуя дискретные энергетические уровни - оболочки, которые заполняются в соответствии с принципом Паули. Каждая оболочка содержит определенное число нуклонов (протонов  $Z$  и нейтронов  $N$  в отдельности) (табл. 2.1).

Ядра, у которых оболочки полностью заполнены, представляют особо устойчивые образования. Таким образом, ядра, содержащие 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 протонов и нейтронов, устойчивы. Приведенные числа, как уже указывалось выше, называются магическими. Если ядро имеет и  $Z$ , и  $N$  магические, то оно называется дважды магическим. Дважды магических ядер пять:

${}^4_2\text{He}$  ( $Z=2, N=2$ ),  ${}^{16}_8\text{O}$  ( $Z=8, N=8$ ),  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$  ( $Z=20, N=20$ ),  ${}^{48}_{20}\text{Ca}$  ( $Z=20, N=28$ ),  ${}^{126}_{82}\text{Pb}$  ( $Z=82, N=126$ ).

Оболочечная модель предсказывает величины спинов и магнитных моментов ядер, периодичность изменения свойств и устойчивость ядер, находящихся в основном и возбужденном состояниях.

Таблица 2.1

Оболочка	I	II	III	IV	V	VI
Число нуклонов в оболочке	2	6	12	30	32	44
Число нуклонов в ядре	2	8	20	50	82	126

**Обобщенная модель** объединяет черты капельной и оболочечной моделей. Предполагается, что ядро состоит из внутренней, устойчивой части - остова, образованного нуклонами заполненных оболочек, вокруг движутся внешние нуклоны. Поведение остова описывается капельной моделью, а поведение внешних нуклонов - оболочечной. Обобщенная модель позволяет определить энергию уровней, спин и четность, рассчитать электрические и магнитные моменты ядер.

### 2.5. Радиоактивность, ее типы

**Радиоактивность - это превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотопы другого химического элемента, сопровождающееся испусканием различных частиц. Ядра, испытывающие радиоактивное превращение, называются нуклидами.**

Явление радиоактивности впервые обнаружено в 1896 г. французским физиком Антуаном Анри Беккерелем при изучении люминесценции солей урана. Оказалось, что атомы урана самопроизвольно испускают невидимое излучение, обладающее большой проникающей способностью. Дальнейшее исследование этого явления супругами Марией и Пьером Кюри показало, что радиоактивностью обладают, кроме ура-

на, и другие элементы, такие как открытые этими учеными элементы полоний  ${}_{84}^{210}\text{Po}$  и радий  ${}_{88}^{226}\text{Ra}$ . За открытие и исследование явления радиоактивности А.Беккерель и супруги Кюри в 1903 г. получили Нобелевскую премию по физике.

Радиоактивность бывает двух видов:

1 - **естественная**, когда происходит самопроизвольное превращение существующих в природе неустойчивых ядер в другие, сопровождающееся испусканием элементарных частиц;

2 - **искусственная**, которая происходит у ядер, полученных в результате ядерных реакций.

Принципиально естественная и искусственная радиоактивности не различаются, оба типа превращения описываются одинаковыми законами.

Радиоактивные процессы, встречающиеся в природе, бывают пяти типов:

- 1)  $\alpha$  - распад,
- 2)  $\beta$  - распад,
- 3)  $\gamma$  - излучение ядер,
- 4) спонтанное деление тяжелых ядер,
- 5) протонная радиоактивность.

Все типы радиоактивности сопровождаются испусканием жесткого электромагнитного  $\gamma$  - излучения, поскольку после распада материнского ядра возникшее дочернее ядро оказывается возбужденным, а при его переходе в основное состояние излучаются  $\gamma$  - кванты.

### 2.6. Закон радиоактивного превращения

Радиоактивные ядра распадаются не сразу после своего образования. До определенного момента ядро не проявляет своей неустойчивости. Предсказать, в какой момент и какое ядро испытает превращение, нельзя. Невозможно повлиять

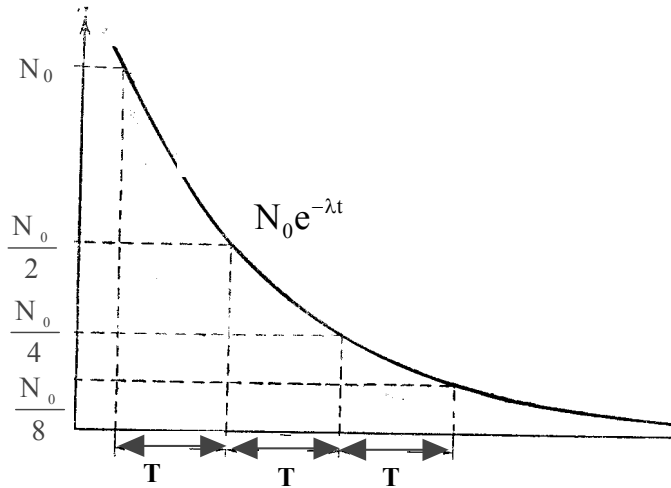


Рис. 2.2

на скорость превращения ядер, она не зависит от внешних факторов - температуры, давления. Ядра распадаются независимо друг от друга. Скорость же превращения является постоянной величиной и зависит только от сорта ядер.

Пусть в данный момент существует  $N$  ядер. Тогда за малый промежуток времени  $dt$  распадается  $dN$  ядер, пропорциональное числу ядер  $N$  и промежутку времени  $dt$ :

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

Знак (-) говорит об уменьшении числа ядер. Разделив переменные и интегрируя, получим:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt, \quad \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt, \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t,$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

где  $N_0$  - число нераспавшихся ядер в начальный момент времени,  $N$  - число нераспавшихся ядер в момент времени  $t$ . Полученное соотношение – закон радиоактивного превращения. Число нераспавшихся ядер уменьшается с течением времени, и чем больше  $\lambda$ , тем быстрее распадаются ядра. Число распавшихся ядер можно определить по формуле:

$$N_{\text{расп}} = N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}).$$

Это количество возрастает с течением времени. На рис. 2.2 представлена зависимость числа нераспавшихся ядер  $N$  от времени. Видно, что их количество с течением времени уменьшается. С постоянной распада  $\lambda$  связана величина  $\tau = 1/\lambda$  - среднее время жизни ядра. Чем больше  $\lambda$ , тем меньше среднее время жизни ядра. На практике наряду с величинами  $\lambda$  и  $\tau$  пользуются третьей величиной, называемой периодом полураспада  $T_{1/2}$ .

**Периодом полураспада называется время, в течение которого количество ядер уменьшится в два раза.**

Пусть  $N = N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$ , отсюда  $\ln 2 = \lambda T_{1/2}$  и  $T_{1/2} = \ln 2/\lambda$ , т.е.  $T_{1/2} = 0,693/\lambda = 0,693\tau$

В природе существуют нуклиды, у которых периоды полураспада измеряются миллионными долями секунды, у других периоды полураспада - многие миллиарды лет. В табл. 2.2 приведены периоды полураспада некоторых нуклидов.

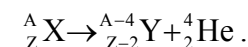
Таблица 2.2

Нуклид	Период полураспада	Нуклид	Период полураспада	Нуклид	Период полураспада
${}^3_1\text{H}$	12,35 лет	${}^{40}_{19}\text{K}$	$1,28 \cdot 10^9$ лет	${}^{220}_{88}\text{Ra}$	1600 лет
${}^7_4\text{Be}$	53,44 сут	${}^{50}_{25}\text{Mn}$	2,58 ч	${}^{238}_{92}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$ лет
${}^{14}_6\text{C}$	5736 лет	${}^{60}_{27}\text{Co}$	5,27 лет	${}^{239}_{92}\text{U}$	23,5 мин
${}^{24}_{11}\text{Na}$	15,03 ч	${}^{100}_{43}\text{Tl}$	15,8 с	${}^{239}_{94}\text{Pa}$	$2,41 \cdot 10^4$ лет
${}^{28}_{13}\text{Al}$	2,25 мин	${}^{213}_{85}\text{At}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$ с		

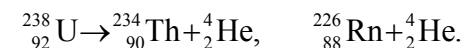
Если за время  $t = T_{1/2}$  распадается половина ядер, то за время  $t = 2T_{1/2}$  распадается  $3/4$  ядер и остается  $(1/2)^2$  ядер. По истечении  $n$  периодов полураспада в образце остается  $(1/2)^n$  первоначального числа ядер.

## 2.7. Типы радиоактивного превращения. Правила смещения

**2.7.1. Альфа-распад.**  $\alpha$ -распадом называется ядерное превращение, при котором из ядра вылетает положительно заряженная частица, являющаяся ядром атома гелия  ${}^4_2\text{He}$ . Превращение материнского ядра  ${}^A_Z\text{X}$  в дочернее  $\text{Y}$  осуществляется по следующей схеме:



Отсюда видно, что атомный номер дочернего ядра на две единицы меньше, чем у материнского, а массовое число на четыре единицы меньше исходного. Примерами  $\alpha$ -распада служат типичные превращения:



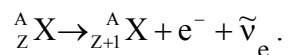
Существует более двухсот  $\alpha$ -активных ядер, в основном тяжелых, у которых  $A > 200$  и  $Z > 82$ . Времена жизни  $\alpha$ -активных ядер изменяются в широких пределах. Например, ядро  ${}^{204}_{82}\text{Pb}$  живет  $10^{17}$  лет, а время жизни  $\alpha$ -активного ядра радона  ${}^{215}_{86}\text{Rn}$  составляет около  $10^{-6}$  с.

Характерной чертой  $\alpha$ -распада является то, что  $\alpha$ -частицы, вылетающие из одних и тех же ядер, имеют одинаковый спектр энергий. Выделяются несколько групп  $\alpha$ -частиц, у которых в пределах группы одинаковая длина свободного пробега, что обусловлено одинаковой кинетической энергией испущенных  $\alpha$ -частиц. Этот факт связан с тем, что атомные ядра обладают дискретными энергетическими уровнями.

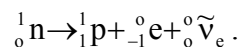


*Альфа - частицы не существуют в готовом виде внутри ядра, они формируются в момент излучения.* Обособлению двух протонов и двух нейтронов, составляющих  $\alpha$  - частицу, способствует насыщение ядерных сил. Энергия сформированной в ядре  $\alpha$  - частицы меньше той энергии, которую необходимо иметь  $\alpha$  - частице, чтобы покинуть ядро. Однако на основании квантовых законов установлено, что есть отличная от нуля вероятность того, что  $\alpha$  - частица выйдет за пределы ядра. Такое явление в квантовой механике называется туннельным эффектом. Теория  $\alpha$  - распада, использующая представления о туннельном эффекте, дает результаты, хорошо согласующиеся с опытом.

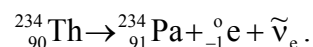
**2.7.2. Бета-распад.**  $\beta$  - распад включает в себя три типа превращения: электронное, позитронное и К-захват. В одном из них - *электронном или  $\beta^-$  - распаде* - ядро самопроизвольно испускает электрон  $e^-$  и легчайшую электрически нейтральную частицу - электронное антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ . Это превращение происходит по схеме:



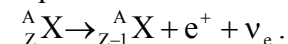
Образуемое дочернее ядро имеет то же по величине массовое число, зарядовое число возрастает на единицу. Процесс осуществляется превращением нейтрона в протон внутри ядра:



Примером  $\beta$  - распада служит превращение тория  ${}^{234}_{90} \text{Th}$  в протактиний  ${}^{234}_{91} \text{Pa}$ :

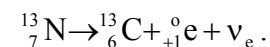


Другим типом  $\beta$  - распада является **позитронный** или  $\beta^+$  - распад, который происходит по схеме:



При  $\beta^+$  - превращении в результате распада возникает дочернее ядро, у которого зарядовое число на единицу меньше, чем у материнского ядра, а также испускаются  $e^+$  - позитрон и  $\nu_e$  - электронное нейтрино.

Позитронный распад наблюдается, например, при превращении  ${}^{13}_7 \text{N}$  в  ${}^{13}_6 \text{N}$ :



Процесс позитронного распада связан с превращением протона внутри ядра:

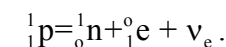
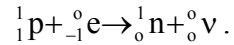


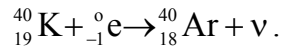
Рис. 2.3

Необходимо отметить, что для свободного протона такое превращение невозможно ( $m_{op} < m_{он}$ ). Внутри ядра протон может получить необходимую для распада энергию от других нуклонов.

Третий вид  $\beta$  - распада - **электронный захват**, при котором ядро захватывает один из электронов  $K$  - оболочки атома. В результате этого происходит превращение протона в нейтрон с испусканием нейтрино:



Электронный захват сопровождается испусканием рентгеновского характеристического излучения, которое возникает при переходе электронов из дальних оболочек атома в его К - оболочку. Примером электронного захвата служит реакция:



Бета-распад происходит при естественной и искусственной радиоактивности,  $\beta^+$  - распад наблюдается только при искусственной радиоактивности, которая вызывается облучением ядер  $\alpha$  - частицами, нейтронами и др.

Отличительной чертой  $\beta$  - распада является внутринуклонное превращение. Процессы, происходящие с нуклонами, обусловлены особым типом взаимодействия - **слабым**.

**Именно слабое взаимодействие ответственно за  $\beta$  - превращение ядер.**

Характерной чертой  $\beta$  - распада является распределение электронов, возникающих при превращении ядра, по энергиям. Вылетающие электроны обладают разнообразными значениями кинетической энергии от 0 до  $W_{\max}$  (рис. 2.3).  $W_{\max}$  соответствует разности между массами материнского ядра и суммами масс дочернего ядра и электрона (позитрона):

$$W_{\max} = c^2 [m_{\text{м.я.}} - (m_{\text{д.я.}} + m_e)].$$

Почему не все электроны (позитроны) имеют энергию  $W_{\max}$ ? Потеря кинетической энергии электрона (позитрона)  $W_{\max} - W$  может быть объяснена единственным способом. В 1931 г. В. Паули высказал гипотезу о существовании нейтральной частицы ничтожной массы, возникающей вместе с

электроном (позитроном) при  $\beta$  - распаде и уносящей с собой энергию  $W_{\max} - W$ , которая, по предложению Э. Ферми, названа **нейтрино** - «нейтрончик». Экспериментальное подтверждение существования нейтрино (антинейтрино) получено лишь в 1953 г. Ф. Райнесом и К. Коуэном.

**2.7.3. Гамма-излучение ядер.** При определенных условиях ядра могут испускать  $\gamma$  - кванты (**фотоны**). Однако в отличие от фотонов видимого света их длина волны меньше, а энергия значительна по величине. Она принимает значения  $\epsilon$  от 10 КэВ до 10 МэВ и выше. Спектр  $\gamma$  - излучения дискретный.

При испускании  $\gamma$  - кванта природа ядра, т.е.  $z$  и  $A$  не меняются, изменяется лишь его энергия. **Гамма-излучение происходит при переходе ядра из возбужденного состояния в другие, менее возбужденные, или в основное состояние.**

Поскольку время жизни в возбужденных состояниях очень мало ( $t < 10^{-10}$  с), то при  $\alpha$ - и  $\beta$  - распадах  $\gamma$  - квант вылетает из дочернего ядра практически одновременно с заряженной частицей ( $\alpha$  или  $\beta$ ), образующейся при распаде материнского ядра.

Обычно  $\gamma$  - излучение не выделяют в самостоятельный вид распада, а говорят о  $\gamma$  - излучении, соответствующем другим видам распада. Однако в некоторых случаях из-за квантовомеханических запретов время жизни ядра в возбужденном состоянии оказывается большим, и ядро находится в таком состоянии более  $10^{-10}$  с. В этом случае имеют в виду **метастабильный уровень энергии и метастабильное состояние ядра.**

**Ядро, находящееся в метастабильном состоянии, называется изомером, по отношению к такому же ядру, находящемуся в основном состоянии.**

Это явление называется ядерной **изомерией**. В случаях изомерных переходов интенсивность  $\gamma$ -излучения убывает во времени по обычному экспоненциальному закону с периодом полураспада данного метастабильного уровня.

Часто энергия, высвобождающаяся при перестройке ядра, передается не  $\gamma$ -кванту, а одному из электронов собственного атома, т.е. происходит фотоэффект под действием излучения собственного ядра. Электрон, испускающийся при этом, носит название **электрона конверсии или конверсионного**.

**2.7.4. Спонтанное деление тяжелых ядер.** В 1940 г. советские физики Г.Н. Флеров и К.А. Петржак обнаружили процесс самопроизвольного (спонтанного) деления ядер урана на две примерно одинаковые части. Вероятность спонтанного деления тяжелых ядер очень мала. Период полураспада такого процесса у ядра  ${}_{92}^{258}\text{U}$  равен  $8 \cdot 10^{15}$  лет, тогда как  $\alpha$ -распад происходит с  $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$  лет. Дальнейшие исследования показали, что практически все тяжелые ядра, начиная с тория, способны спонтанно делиться, причем вероятность этого процесса увеличивается с увеличением массового числа  $A$  элемента. Спонтанное деление тяжелых ядер по своим свойствам сходно с вынужденным делением тяжелых ядер, которое будет подробнее рассмотрено в пп. 2.9.

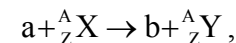
**2.7.5. Протонная радиоактивность.** При протонной радиоактивности наблюдается испускание ядрами одного или двух протонов.

Предположение о распаде ядер с излучением протона существовали со времен открытия протона в составе ядра. Лишь в 1960 г. советский ученый В. Гольданский теоретически показал возможность двупротонной радиоактивности. Экспериментально протонная радиоактивность открыта в 1963 г. группой советских физиков под руководством Г.Н. Флерова.

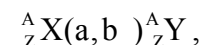
## 2.8. Ядерные реакции, их типы

**Ядерной реакцией называется процесс сильного взаимодействия атомного ядра с элементарной частицей или другим ядром, приводящий к преобразованию ядра (или ядер).**

Взаимодействие между частицами возникает при сближении их до расстояний порядка  $10^{-15}$  м благодаря действию ядерных сил. Наиболее распространены реакции взаимодействия ядра с легкой частицей, в результате которой образуется новое ядро и новая частица. Ядерная реакция записывается подобно химической:



что означает столкновение частицы  $a$  с ядром  ${}_Z^A\text{X}$ , в результате чего образуются частица  $b$  и ядро  ${}_Z^A\text{Y}$ . Такую реакцию символически записывают:



$a, b$  - легкие частицы. Это может быть нейтрон, протон,  $\alpha$ -частица,  $\gamma$ -фотон и др. В отличие от радиоактивного распада, который всегда происходит с выделением энергии, при ядерных реакциях энергия может поглощаться (**эндотермическая** реакция) или выделяться (**экзотермическая** реакция).

Любые ядерные реакции происходят таким образом, что при их осуществлении выполняются определенные законы сохранения.

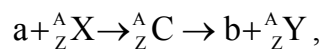
**1. Закон сохранения электрического заряда.** Сумма электрических зарядов ядер и частиц, вступающих в реакцию, равна сумме зарядов ядер и частиц, получаю-

щихся при реакции, т.е. сумма нижних индексов до реакции и после реакции одинакова.

**2. Закон сохранения числа нуклонов.** *Общее число нуклонов в ядрах и частицах, вступающих в реакцию, равно количеству нуклонов в ядрах и частицах, получающихся в результате реакции, т.е. сумма верхних индексов до и после реакции одинакова.*

**3. Закон сохранения энергии.** Фундаментальный закон природы, который заключается в том, что энергия любой замкнутой материальной системы при любых происходящих в ней процессах сохраняется, применительно к ядерным реакциям формулируется следующим образом: *полная энергия всех ядер и частиц, вступающих в реакцию, равна полной энергии всех ядер и частиц, получающихся при реакции.*

Если ядерные реакции вызываются не очень быстрыми частицами, то они осуществляются через стадию **составного ядра** (или компаунд-ядра). Такой механизм предсказан Н. Бором в 1936 г. и впоследствии был подтвержден экспериментально. Ядерные реакции, происходящие через образование составного ядра, иногда записываются с указанием этого ядра:



где  ${}_Z^A C$  - составное ядро.

Характерной особенностью ядерных реакций, протекающих с образованием составного ядра, оказывается, что в реакции выделяются две стадии, независимые друг от друга:

- а) **образование составного ядра**, так как по масштабам ядерного времени ядро живет долго, то за время жизни следы истории его образования стираются;
- б) **распад составного ядра**, в результате которого образуются продукты ядерной реакции, протекает незави-

симо от способа образования составного ядра. Этот распад зависит только от величин, характеризующих компаунд-ядро.

Другой тип ядерных реакций наблюдается для быстрых частиц и происходит без образования промежуточного ядра. Такие реакции называются **прямыми** ядерными реакциями. В этом случае составное ядро не возникает, а налетающая частица непосредственно передает свою энергию какой-то частице или совокупности частиц внутри ядра: нуклону, дейтону,  $\alpha$  - частице и т.д., в результате чего эта частица вылетает из ядра.

При бомбардировке ядер сильно взаимодействующими частицами с очень высокой энергией от нескольких МэВ и выше, ядра могут “взрываться”, распадаясь на много мелких осколков - фрагментов, а сам процесс распада называется **фрагментацией**.

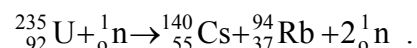
Прямые ядерные реакции идут и в низкоэнергетической области, однако, здесь с ними конкурируют реакции составного ядра. Наблюдается общая закономерность: чем ниже энергия, тем меньше вероятность прямой реакции. При очень низких энергиях прямые реакции сильно подавлены.

Среди ядерных реакций особый интерес представляют реакции деления тяжелых ядер и термоядерного синтеза, которые мы рассмотрим в последующих параграфах.

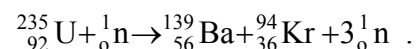
## 2.9. Реакция деления тяжелых ядер

Ядерные реакции деления тяжелых ядер открыты немецкими учеными О. Ганом и Ф. Штрассманом в 1938 г. Объяснение таких реакций дано О. Фришем и Л. Мейтнер. При облучении урана нейтронами образуются элементы из середины периодической системы - лантан и барий. Аналогичным образом происходит деление других тяжелых ядер под воздействием нейтронов или других частиц:  $\gamma$  - квантов,

протонов, дейтонов, в результате чего возникают два более легких ядра, чаще всего близких по массе. При делении тяжелых ядер при каждом акте деления образуются нейтроны, и выделяется большая энергия, около 200 МэВ. Нейтронное излучение возникает потому, что в тяжелых ядрах нейтронов больше, чем протонов (например,  ${}^{235}_{92}\text{U}$  - 92 протона, 143 нейтрона). Ядра - осколки - оказываются перегруженными нейтронами и стремятся освободиться от их избытка. Примером реакции деления ядра под действием нейтронов является:



Осколки деления могут быть различными. Возможна и такая реакция:



Всего образуются около 80 вариантов различных осколков.

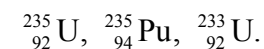
Под действием нейтронов делятся все ядра, если энергия нейтронов превышает 100 МэВ. Если энергия нейтронов лишь несколько МэВ, то под действием таких нейтронов делятся только те ядра, массовое число которых превышает 210. Некоторые тяжелые ядра, такие как изотопы урана  ${}^{232}_{92}\text{U}$  и  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , делятся нейтронами любых энергий.

Большинство нейтронов при делении испускаются практически мгновенно ( $t < 10^{-14}$  с) и называются **мгновенными**. Небольшое количество нейтронов около 0,75 % испускаются продуктами распада спустя некоторое время от 0,05 до 60 с. Эти нейтроны называются **запаздывающими**. Нейтроны, образующиеся при делении, называются **вторичными**. В среднем на каждый акт деления приходится 2 - 3

вторичных нейтрона, имеющих энергии, величины которых лежат в пределах от 0 до 7 МэВ. Действительно, удельная энергия связи для ядер средней массы примерно 8,7 МэВ, а у тяжелых - 7,6 МэВ, поэтому при делении тяжелого ядра на два осколка должна высвободиться энергия в 1,1 МэВ на один нуклон.

*Вторичные нейтроны, возникающие при делении тяжелых ядер, способны вызвать реакцию деления других ядер. При этом происходит лавинообразное нарастание актов деления - **цепная реакция деления**.*

Такая реакция осуществляется при делении ядер



Цепная реакция характеризуется **коэффициентом размножения  $K$  нейтронов**, который равен отношению нейтронов в данном поколении к их числу в предыдущем поколении. Для развития цепной реакции необходимо чтобы  $K \geq 1$ .

Поскольку не все образующиеся вторичные нейтроны вызывают последующее деление ядер, то это приводит к уменьшению коэффициента размножения. Причины уменьшения  $K$  связаны, во-первых, с конечными размерами активной зоны (пространства, где происходит цепная реакция) и большой проникающей способностью нейтронов, которые могут покинуть активную зону, не успев провзаимодействовать с ядром. Во-вторых, часть нейтронов захватывается ядрами неделящихся примесей, которые всегда присутствуют в материале или просто неупруго рассеиваются на ядрах.

Коэффициент размножения зависит от природы, состава делящегося вещества, а для данного изотопа - от его количества, размеров и формы активной зоны. Таким образом, для того чтобы происходила цепная реакция, необходимо, чтобы вещество имело минимальные размеры и минималь-

ную массу, которые называются **критическими размерами и критической массой**, соответственно.

Таким образом, если делящееся вещество имеет критические размеры и критическую массу, то коэффициент размножения  $K > 1$ . Если  $K > 1$ , идет развивающаяся цепная реакция, которая может стать взрывной. При  $K = 1$  идет самоподдерживающаяся цепная реакция, при которой число нейтронов с течением времени не изменяется. При  $K < 1$  реакция деления тяжелых ядер затухает.

Цепные реакции могут быть **неуправляемые и управляемые**. Неуправляемая цепная реакция осуществляется в атомной бомбе. Чтобы атомная бомба при хранении не взорвалась, ее начинка,  $^{235}_{92}\text{U}$  и  $^{239}_{94}\text{Pu}$ , делится на два куска, массой меньше критической, удаленных друг от друга, и затем с помощью взрыва соединяются вместе. Если масса стала больше критической, возникает развивающаяся цепная реакция с быстрым выделением большого количества энергии - атомный взрыв. Управляемая цепная реакция осуществляется в атомных (ядерных) реакторах.

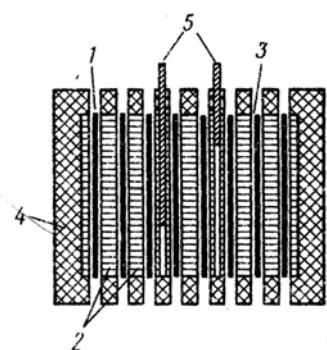


Рис. 2.4

Управляемая цепная реакция осуществляется в атомных (ядерных) реакторах.

## 2.10. Принцип действия ядерных реакторов

Управляемая цепная реакция деления тяжелых ядер лежит в основе работы ядерных реакторов. Первый в мире атомный реактор был запущен в 1942 г. в Чикагском университете под руководством Э. Ферми, а в нашей стране (и в Европе) - в 1946 г. в Москве под руководством И.В. Курчатова.

Рассмотрим принцип работы реактора на тепловых нейтронах (рис. 2.4). В активной зоне реактора располагаются тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы), представляющие собой блоки делящегося материала - 1, которые окружены веществом, замедляющим скорости нейтронов до тепловых скоростей (замедлителем) - 2. Для отвода энергии от нагреваемых ТВЭЛов их помещают в поток теплоносителя, омывающего ТВЭЛы - 3. Активная зона окружается отражателем, ограничивающим утечку нейтронов - 4. Управление цепной реакцией осуществляется управляющими стержнями - 5, изготовленными из сильно поглощающих нейтроны материалов (В, Cd). При полностью опущенных стержнях реакция деления не идет. Коэффициент размножения  $K < 1$ . Постепенный подъем стержней из реактора приводит к увеличению  $K$  и началу реакции. Положением управляющих стержней поддерживают необходимую интенсивность реакции. По мере работы реактора ядерное топливо загрязняется продуктами деления, способными активно поглощать нейтроны. Для продолжения реакции управляющие стержни автоматически располагаются так, чтобы обеспечить необходимый режим работы реактора. Когда ядерное топливо выгорает, реакция прекращается. Для нового пуска извлекается выгоревшее топливо, и помещаются новые блоки активного материала. Ядерные реакторы испускают мощные потоки нейтронов и  $\gamma$  - излучение, поэтому их хорошо экранируют - рис. 2.4. Ядерные реакторы различаются:

1) по **характеру ядерного топлива, замедлителя и теплоносителя**. В качестве активного материала используют

$^{235}_{92}\text{U}$ ,  $^{233}_{92}\text{U}$ ,  $^{238}_{92}\text{U}$ ,  $^{239}_{94}\text{Pu}$ ,  $^{232}_{90}\text{Th}$ . Замедлителями являются вода (обычная и тяжелая), графит, бериллий, органические жидкости и т.д. Отвод тепла осуществляют теплоносителями: воздухом, водой, водяным паром, щелоч-

ными металлами с низкой температурой плавления (Li, Na) и др.

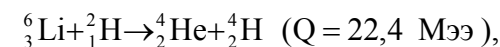
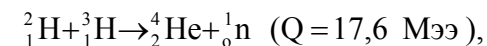
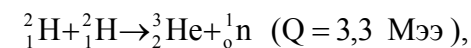
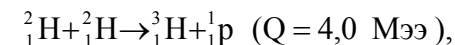
- 2) по **характеру размещения топлива и замедлителя** в активной зоне: гомогенные (оба вещества равномерно смешаны друг с другом) и гетерогенные (оба вещества располагаются отдельно в виде блоков).
- 3) по **энергии нейтронов**. Существуют реакторы на тепловых и быстрых нейтронах. В последних замедлитель отсутствует.
- 4) по **типу режима** (непрерывные и импульсные).
- 5) по **назначению** (энергетические, исследовательские, реакторы по производству радиоактивных изотопов, делящихся материалов).

Впервые реактор для мирных целей построен в СССР. Он был пущен в 1954 г. в Обнинске. Первый промышленный реактор начал действовать в г. Северске в 1956 г. После этого была построена широкая сеть АЭС, позволяющая получать большое количество дешевой электроэнергии. Запасов ядерного горючего, имеющегося в стране, достаточно на  $10^9$  лет работы, что при сравнении с запасами других видов топлива открывает широкие перспективы для развития ядерной энергетики.

## 2.11. Реакция термоядерного синтеза

Громадное количество энергии выделяется при синтезе легких ядер в тяжелые.

Рассмотрим реакции слияния легких ядер в тяжелые:

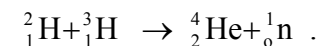


где  $Q$  - энергосодержание.

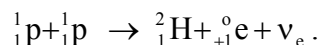
Реакция синтеза характерна тем, что в результате такой реакции в расчете на один нуклон выделяется энергия в 3 - 4 раза больше, чем при цепной реакции деления ядер. Для осуществления реакции синтеза необходимо легкие ядра сблизить на такие расстояния, чтобы преодолеть кулоновское отталкивание, т.е. сблизить на расстояние  $r \sim 2 \cdot 10^{-15}$  м, что возможно при средней энергии теплового движения, соответствующей температуре  $T \sim 10^7$  К.

**Реакции синтеза легких ядер в более тяжелые, происходящие при температуре  $10^7$  К и выше, называются термоядерными реакциями.**

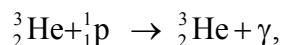
Именно термоядерные реакции являются источниками энергии Солнца и звезд, компенсирующих их излучение. Наиболее благоприятна реакция синтеза ядер дейтерия и трития:



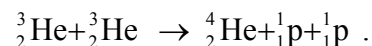
В ней участвуют 5 нуклонов, а энергосодержание  $Q = 17,6$  МэВ, т.е. выделяется энергия  $\sim 3,5$  МэВ на один нуклон. Кроме такой реакции, предложены другие варианты возможных термоядерных реакций на Солнце с выделением энергии. При низких температурах осуществляется протонно-протонный цикл, характеризующийся следующими превращениями:



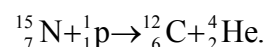
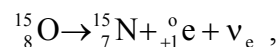
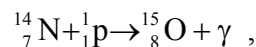
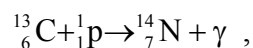
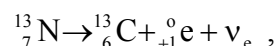
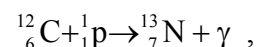
Образовавшийся дейтрон реагирует с протоном, формируя ядро  ${}^3_2\text{He}$  :



затем



При более высоких температурах более вероятен углеродно-азотный или углеродный цикл.



В результате такого цикла исчезают четыре протона и появляется  $\alpha$ -частица. Количество углерода остается неизменным.

Впервые термоядерная реакция была осуществлена в СССР (1953 г.), а затем в США, в виде взрыва водородной, или термоядерной бомбы. Реакция, происходящая в этом случае, оказывается неуправляемой. В качестве взрывчатого вещества применялась смесь дейтерия и трития. Запалом служила атомная бомба, дающая температуры, необходимые для начала термоядерного синтеза.

## 2.12. Управляемые термоядерные реакции

Особый интерес представляет управляемая термоядерная реакция. Осуществление ее дает возможность получения и использования громадного количества энергии. Количество дейтерия, содержащееся в стакане воды, энергетически эквивалентно 60 л бензина.

Для обеспечения управляемой термоядерной реакции необходимо создание и поддержание в ограниченном объеме температуры  $\approx 10^8$  К. При такой температуре рабочее вещество находится в состоянии полностью ионизированной плазмы. Возникает проблема термоизоляции плазмы от стенок рабочего объема. Это осуществляется сильными магнитными полями определенной формы, удерживающими плазменный шнур в ограниченном объеме.

Проблема управляемого термоядерного синтеза до сих пор не решена, хотя в этом направлении ведется интенсивная работа и международное сотрудничество.

Нужно отметить, что в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова результатом исследований явилось создание и пуск в 1975 г. крупнейшей в мире термоядерной установки "Токамак-10". В нем плазма, имеющая температуру  $(7-8) \cdot 10^6$  К и плотность  $n = 10^{14}$  1/см<sup>3</sup>, создается в объеме приблизительно 5 м<sup>3</sup>, а время существования  $\tau$  около 1 с. Однако этого недостаточно для осуществления реакции. Условием создания самоподдерживающейся термоядерной реакции является **критерий Лоусона** -  $n\tau$ , его значение должно быть в 20 раз больше достигнутого, а температуры раз в 10 выше. Создаются установки, позволяющие достигнуть эти характеристики.

Управляемый термоядерный синтез - неисчерпаемый источник энергии. Он открывает доступ человечеству к неограниченным запасам энергии, заключенным в мировом океане. Действительно, содержащееся в океанской воде количество дейтерия соответствует энергетическим запасам



во дейтерия соответствует энергетическим запасам  $10^{17}$  МВт·г. Надежды человечества, нуждающегося в большом количестве энергии, связаны с решением вопроса создания управляемой термоядерной реакции.

### 2.13. Экологические проблемы ядерной энергетики

Поскольку ядерные реакторы являются источниками мощного нейтронного и  $\gamma$  - излучения, которое в  $10^{11}$  раз превышает санитарные нормы, то любой реактор требует надежной биологической защиты. Для этого реакторы помещают в защитные кожухи из материалов, хорошо поглощающих излучение (бетон, свинец, вода), а регулирование процессов, происходящих в активной зоне осуществляется автоматизировано с пультов дистанционного управления. Ядерный реактор с полностью экранированным радиоактивным излучением является экологически чистым, не загрязняющим окружающую среду выбросами. Чтобы предотвратить ядерные катастрофы, подобные произошедшей на Чернобыльской АЭС (1986 г.), необходима высокая степень защиты реакторов и надежности действующей автоматики. Это проблема номер один.

Дело в том, что радиоактивное излучение, воздействуя на тела, приводит к необратимым изменениям их структуры. Совокупность этих изменений носит название радиоактивного повреждения материала.

При достаточно мощном излучении изменяются все свойства вещества: механические, тепловые, электрические, оптические и др. Изменяется плотность, форма кристалла. Материал, ранее пластичный, охрупчивается. Под действием излучения происходит саморазогрев материала, изменяется электропроводность металлов и полупроводников. Ядерное излучение может вызывать в веществе различные химические реакции.

Все эти факты свидетельствуют о необходимости выбора материалов, надежно и долговременно эксплуатирующихся в условиях суровой радиационной нагрузки.

Надежные конструкции, надежные материалы обеспечивают безопасность ядерной энергетики с одной стороны. С другой стороны, ни один самый надежный реактор не будет безопасен в экологическом отношении, если он не обслуживается квалифицированными, хорошо обученными кадрами, имеющими глубокую теоретическую и обширную практическую подготовку, способными работать в экстремальных условиях. В общем случае, ядерная энергетика - это тест общества на уровень научно-технической мысли и исполнительской дисциплины.

дисциплины

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Из каких элементарных частиц состоят атомы всех химических элементов?
2. Чем определяется зарядовое число, массовое число?
3. Чем отличаются изотопы, изотоны, изобары? Приведите примеры.
4. Что такое дефект массы?
5. Чему равна энергия связи ядра?
6. Что больше: масса атомного ядра или масса частиц, входящих в его состав?
7. Как зависит удельная энергия связи ядра от массового числа?
8. Почему прочность ядер уменьшается при переходе к тяжелым элементам?
9. К какому классу взаимодействий относится ядерное взаимодействие?
10. Каковы основные свойства ядерных сил?
11. В чем заключается суть капельной и оболочечной модели

ядра?

12. Какие типы радиоактивности Вам известны?
13. По какому закону изменяется со временем число радиоактивных ядер?
14. Каковы свойства  $\alpha$ -излучения?
15. Запишите и объясните правила смещения для всех трех типов  $\beta$ -распадов.
16. Что называется ядерной реакцией?
17. Чем отличаются прямые ядерные реакции от реакций, идущих с образованием компаунд ядра?
18. В чем отличия радиоактивного распада и ядерных реакций?

### 3. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

#### 3.1. Типы взаимодействия и классы элементарных частиц

Строгого определения понятия элементарных частиц нет. В первом приближении под *элементарными частицами* понимают такие микрочастицы, внутреннюю структуру которых на современном уровне нельзя представить как совокупность других частиц. Однако у подавляющего большинства элементарных частиц имеется внутренняя структура.

В настоящее время обнаружено около четырехсот частиц, которые относятся к элементарным. В табл. 3.1 представлена последовательность открытия некоторых элементарных частиц.

Таблица 3.1

Частица	Год открытия	Автор открытия
электрон	1897	Дж. Томсон
фотон	1900	М. Планк
протон	1911	Э. Резерфорд
нейтрон	1932	Д. Чедвик
позитрон	1932	К. Андерсон
мюоны	1938	К. Андерсон С. Неддермейер

Элементарные частицы взаимодействуют между собой. В настоящее время обнаружено четыре типа фундаментальных взаимодействий.

**Сильное взаимодействие** (ядерное) обеспечивает связь нуклонов в ядре и стабильность ядер. Наибольшее действие ядерных сил распространяется на расстояние  $r = 10^{-15}$  м.

**Электромагнитное взаимодействие** характерно для всех заряженных частиц и осуществляется посредством электромагнитного поля. Оно слабее ядерного взаимодействия в 100 раз и радиус его действия не ограничен ( $r = \infty$ ). Электромагнитное взаимодействие ответственно за существование атомов и молекул, обуславливая взаимодействие между положительно заряженными ядрами и отрицательно заряженными электронами.

**Слабое взаимодействие** ответственно за все виды  $\beta$ -распада ядер, многие превращения элементарных частиц, а также за все процессы взаимодействия нейтрино с веществом. Сильное взаимодействие в  $10^{14}$  раз превосходит слабое. Слабое взаимодействие, как и сильное, является короткодействующим,  $r < 10^{-17}$  м

**Гравитационное взаимодействие** присуще всем видам вещества, оно действует на бесконечных расстояниях, однако в  $10^{39}$  раз слабее сильного взаимодействия. В процессах микромира оно ошутимой роли не играет.

Элементарные частицы делятся на три класса: фотоны, лептоны, адроны.

**1. Фотоны.** Этот класс содержит одну частицу –  $\gamma$ -квант электромагнитного поля. Фотон участвует в электромагнитном взаимодействии, но не участвует в сильных и слабых взаимодействиях.

**2. Лептоны** (“лептос” - легкий) участвуют только в электромагнитном и слабом взаимодействиях. К этому классу принадлежат электронное и мюонное нейтрино, электрон, мюон и открытый в 1975 г. тяжелый лептон,  $\tau$  - таон.

**3. Адроны** - тяжелые частицы, которые наряду с электромагнитным и слабым взаимодействиями обладают силь-

ным взаимодействием. В классе адронов выделяются два подкласса **мезоны** и **барионы**.

**Мезоны** - сильно взаимодействующие нестабильные частицы средней массы, к их числу принадлежат  $\pi$ -мезоны ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ), K-мезоны,  $\eta$ -мезон. Спин мезонов равен 0, они относятся к бозонам.

**Барионы** - тяжелые сильно взаимодействующие частицы. К этому подклассу принадлежат нуклоны - протон и нейтрон, а также нестабильные частицы, масса которых значительно превышает массу нуклонов - гипероны ( $\Lambda$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Omega^-$ ).

Спин барионов  $s = 1/2$ , и они относятся к фермионам. К приведенным классам частиц относятся и их античастицы (табл. 3.2). В табл. 3.2 представлен перечень частиц разных классов, их название и символ, заряд и масса, выраженные в величинах заряда и массы электрона, спин. Приведены такие характеристики как изотопический спин, лептонное и барионное числа, странность. О них более подробно рассказано в п. 3.3, также представлено время жизни частиц.

Кроме перечисленных частиц, обнаружено большое число сильно взаимодействующих короткоживущих частиц-резонансов. Время жизни резонансов  $\sim 10^{-23}$  -  $10^{-22}$  с. Если учитывать резонансы, то учеными к настоящему времени зафиксировано более 1000 элементарных частиц.

### 3.2. Взаимопревращение частиц

Движущиеся элементарные частицы могут взаимодействовать друг с другом, обуславливая различные процессы.

Во-первых, сталкиваясь, элементарные частицы **упруго рассеиваются**. При таком процессе частицы остаются прежними, изменяются лишь их энергетические состояния:  $a + b \rightarrow a + b$ .

Во-вторых, возможны **неупругие столкновения**, при которых сталкивающиеся частицы испытывают превращение. Происходит реакция превращения одной пары элементарных частиц в другие частицы. Например:

$$e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma \text{ (аннигиляция электрон-позитронной пары),}$$

$$\gamma + x \rightarrow x + e^- + e^+ \text{ (рождение электрон-позитронной пары).}$$

В-третьих, частицы, образующиеся при неупругом столкновении, часто являются нестабильными и испытывают распад

$C \rightarrow K + \ell + m \dots$  Например:

$${}^1_0n \rightarrow {}^1_4p + {}^0_{-1}e + {}^0_0\tilde{\nu}_e \quad (\beta\text{-распад нейтрона}),$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu \text{ (распад мюонов),}$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \text{ (распад пионов).}$$

Характерной особенностью взаимопревращений элементарных частиц оказывается то, что при заданных начальных взаимодействующих частицах результат может быть различным. Различные варианты распада осуществляются с разной вероятностью. Например, пион, взаимодействуя с протоном, может дать следующие вероятные пары частиц:

$$\pi^- + p \begin{cases} \rightarrow \pi^- + p \\ \rightarrow \pi^0 + n \\ \rightarrow K + \Sigma^- \\ \rightarrow \dots \end{cases}$$



Важной характеристикой любого процесса превращения является **энергия процесса**. При упругих взаимодействиях  $Q = 0$ . При неупругих взаимодействиях  $Q \gg 0$ , т.е. возможны **экзотермические реакции**,  $Q > 0$ , с выделением энергии и **эндотермические** с поглощением энергии,  $Q < 0$ . Реакции распада всегда оказываются экзотермическими,  $Q > 0$ . Энергия превращения может быть подсчитана по формулам:

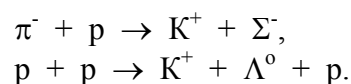
$$Q = \left[ (m_a + m_b) - \sum_{a=1}^n m_a \right] c^2$$

$$Q = \left[ m_a - \sum_{a=1}^n m_a \right] c^2$$

где  $m_a$ ,  $m_b$  - масса частиц, входящих в реакцию, а  $m_\alpha$  - массы частиц выходящих из реакции.

Таким образом, элементарные частицы обладают фундаментальным свойством - **способностью к взаимопревращениям**. Это удивительно, поскольку образующиеся частицы не содержатся в исходных, а образуются непосредственно в процессах их соударения и распадов.

Процессы взаимопревращения элементарных частиц позволяют обнаружить новые частицы. Именно в результате столкновения высокоэнергетических частиц были открыты "странные" частицы -  $K^+$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Lambda^0$  - гипероны:



На заре развития физики элементарных частиц источником элементарных частиц с высокими энергиями было космическое излучение, приходящее на Землю со всех направлений космического пространства. Излучение, приходящее из Космоса - **первичное излучение**, представляет собой

на 90 % поток высокоэнергетических протонов ( $10^3$ - $10^7$  МэВ), около 7 % -  $\alpha$ -частицы и небольшая доля приходится на ядра тяжелых элементов. Современные астрофизические и радиоастрономические данные дают возможность считать, что первичное космическое излучение является галактическим по происхождению. Первичное космическое излучение, взаимодействуя с ядрами атомов земной атмосферы, создает **вторичное космическое излучение**. Во вторичном космическом излучении присутствуют почти все известные в настоящее время элементарные частицы.

Присутствие в космическом излучении сверхвысокоэнергетических частиц вплоть до энергий  $10^{15}$  МэВ, делает исследование космического излучения актуальным и в настоящее время.

Основными источниками элементарных частиц, применяемыми в настоящее время, являются **ускорители**. В них формируются интенсивные высокоэнергетические пучки электронов, протонов, тяжелых ионов. Максимальная энергия электронов, достигаемая в лабораторных условиях -  $35 \cdot 10^3$  МэВ, а протонов -  $10^6$  МэВ. При взаимодействии первичного пучка с неподвижной мишенью возникают вторичные пучки элементарных частиц и ядер, не существующих в природе в естественном состоянии. Продукты распада вторичных пучков могут быть сформированы в третичный пучок. Каждый из пучков, взаимодействуя со своей мишенью, создает богатый спектр частиц. Исследование различных типов взаимопревращений позволяет изучить закономерности взаимодействий и внутреннюю структуру частиц.

Наиболее эффективны для создания новых элементарных частиц **установки со встречными пучками** (коллайдеры), в которых сталкивающиеся частицы обладают одинаковыми по величине и противоположными по направлению импульсами. Один пучок формируется обычным основным

ускорителем, а другой - **накопительным кольцом**, в которое выпускаются первичные или вторичные частицы от ускорителя. Накопительное кольцо, в котором поддерживается вакуум, помещается в магнитное поле. Заряженные частицы - электроны, протоны, антипротоны, позитроны могут циркулировать в накопительном кольце без существенных потерь в течение длительных промежутков времени. Если энергия частиц в ускорителе на встречных пучках  $W_c$ , то эффективность такого коллайдера эквивалентна эффективности обычного ускорителя с энергией  $W$ :

$$W \approx \frac{2W_c^2}{mc^2}.$$

Впервые в нашей стране ускорители на встречных пучках созданы в 1967 г. Энергия частиц, получаемых в коллайдерах, больше средней энергии космического излучения.

### 3.3. Законы сохранения в микромире

При превращениях, происходящих с элементарными частицами, выполняются все законы сохранения, открытые и выполняющиеся для всех макроскопических систем.

Действительно, фундаментальные законы природы:

- 1) закон сохранения энергии,
- 2) закон сохранения импульса,
- 3) закон сохранения момента импульса,
- 4) закон сохранения электрического заряда

выполняются для всех типов взаимодействий, обуславливающих то или иное превращение. Однако материальные объекты микромира обладают определенными свойствами и

соответствующими им характеристиками, которые отсутствуют у макроскопических тел.

Класс лептонов, кроме обычных в макромире характеристик - массы, импульса, момента импульса, энергии, электрического заряда - обладает **лептонным числом**, или **лептонным зарядом (L)**.  $L = +1$  у лептонов  $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  и  $L = -1$  у антилептонов  $e^+, \mu^+, \tau^+, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ . Все остальные элементарные частицы имеют  $L = 0$ .

**При всех типах взаимопревращений элементарных частиц в замкнутой системе лептонное число (заряд) сохраняется.**

В этом заключается суть **закона сохранения лептонного числа (заряда)**. Примерами таких превращений являются реакции распада:

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \\ L = 0 &\rightarrow 0 + 1 - 1 = 0, \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e, \\ L = +1 &\rightarrow +1 + 1 - 1 = +1. \end{aligned}$$

Класс адронов, в котором осуществляется сильное взаимодействие, характеризуется **барионным числом B**, или **барионным зарядом**. Мезоны имеют  $B = 0$ . У барионов  $B$  отлично от 0, у нуклонов и гиперонов  $B = +1$ , их античастицы (антинуклоны, антигипероны) имеют  $B = -1$ . Все элементарные частицы других классов имеют  $B = 0$ . Учитывая эти моменты, можно сформулировать **закон сохранения барионного числа (заряда)**.

**В замкнутой системе при всех процессах взаимопревращения элементарных частиц барионное число (заряд) сохраняется.**

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+, \\ B = +1 + 1 = 2 \rightarrow +1 + 1 + 0 = 2.$$

Адроны (мезоны и барионы) бывают различных типов: “обычные”, “странные”, “очарованные” и “прелестные”. В отличие от “обычных” адронов все остальные имеют дополнительную характеристику. “Странные” частицы описываются **странностью s**, которая отлична от нуля. “Очарованные” частицы обладают **очарованием (шармом) c**, а для “прелестных” частиц вводится **прелесть (красота) b**.

**При сильных взаимодействиях выполняются законы сохранения или правила отбора странности, очарования и прелести.**

Все адроны могут быть распределены по небольшим семействам - изомультиплетам. Частицы, входящие в изомультиплет, обладают приблизительно одинаковыми массами при различных электрических зарядах. Изомультиплет может включать разное количество частиц N. Наиболее известен изомультиплет, состоящий из двух частиц - нуклоны (протон и нейтрон). Действительно, относительно сильного взаимодействия протон и нейтрон - тождественные частицы. Это проявляется в свойстве зарядовой независимости ядерных сил.

Свойству изомультиплетности адронов приписывается **изоспин T**, который определяет количество членов изомультиплета по формуле:

$$N = 2T + 1.$$

Изоспин имеет проекцию  $T_3$ . Именно значением проекции изоспина  $T_3$  отличаются частицы, входящие в изомультиплет. Величина  $T_3$  принимает значение от  $-T$  до  $+T$  через единицу. Для нуклонов  $N = 2$  (p и n). Отсюда  $T = (N-1)/2 = 1/2$  и  $T_3 = -1/2$  у нейтрона и  $T_3 = +1/2$  у протона. Для пионов  $N = 3$  ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ), поэтому  $T = (N-1)/2 = (3-1)/2 = 1$  и  $T_3 = -1$  у  $\pi^-$ -мезона,  $T_3 = 0$  у  $\pi^0$ -мезона и  $T_3 = +1$  у  $\pi^+$ -мезона.

**При сильном взаимодействии изотопический спин сохраняется.**

Другие типы взаимодействий (слабое, электромагнитное) могут не сохранять изотопический спин, странность, очарование, красоту. Кроме перечисленных характеристик, элементарные частицы характеризуются различными свойствами: истинностью, четностью или спиральностью и др., которые сохраняются при различных типах взаимодействия.

Необходимо отметить, чем более интенсивно взаимодействие, тем более оно симметрично, т.е. для него справедливо наибольшее количество законов сохранения. Чем менее интенсивно взаимодействие, тем меньше законов сохранения для него выполняется.

Наиболее интенсивно сильное (ядерное) взаимодействие. Для него выполняются все упомянутые выше законы сохранения. При электромагнитных взаимодействиях не сохраняется изотопический спин. Слабое взаимодействие наименее симметрично. Для него не выполняются законы сохранения изотопического спина, странности, очарования, прелести и др.



### 3.4. Кварки

На первом этапе исследования элементарных частиц считалось, что у них отсутствует внутренняя структура. В настоящее время лишь у фотона и лептонов не обнаружена внутренняя структура, и их можно считать истинно элементарными частицами.

Согласно современным представлениям адроны являются составными частицами, представляющими совокупность кварков. Гипотеза кварков и кварковая модель адронов впервые разработана в 1964 г. М. Гелл-Манном и Дж. Цвейгом. Экспериментальные исследования стимулировали развитие этой модели. В 1990 г. американские ученые Дж.А. Фридман, Р.Э. Тейлор, Г. Кендалл получили Нобелевскую премию за подтверждение кварковой структуры адронов. В модели кварков считается, что все адроны построены из кварков 6 типов и их антикварков (табл. 3.3).

Таблица 3.3

Кварк	Сим вол	Спин	B	q	T	T <sub>3</sub>	s	c	b	t
Верхний (up)	u	1/2	+1/3	+2/3	1/2	1/2	0	0	0	0
Нижний (down)	d	1/2	+1/3	-1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0
Странный	s	1/2	+1/3	-1/3	0	0	-1	0	0	0
Очарованный	c	1/2	+1/3	+2/3	0	0	0	+1	0	0
Прелестный	b	1/2	+1/3	-1/3	0	0	0	0	+1	0
Истинный	t	1/2	+1/3	+2/3	0	0	0	0	0	+1

Кварки, подобно лептонам, представляют три дублета антикварков.

Каждый тип кварков u, d, c, s, t, b носит название **аромата**, т.е. существует шесть ароматов кварков. Каждый аромат может обладать тремя цветами: красным, зеленым, голубым. Три кварка разных цветов дают белый цвет.

Мезоны состоят из пары кварк - антикварк, барионы из трех кварков, а антибарионы из трех антикварков (табл. 3.4).

Таблица 3.4

Частица	Кварковый состав	Ориентация спинов	Частица	Кварковый состав	Ориентация спинов
$\pi^-$	$u\bar{d}$	$\uparrow\downarrow$	p	uud	$\uparrow\downarrow\uparrow$
$\pi^+$	$d\bar{u}$	$\uparrow\downarrow$	n	udd	$\uparrow\downarrow\uparrow$
$\pi^0$	$u\bar{u}d\bar{d}$	$\uparrow\downarrow$	$\Lambda^0$	uds	$\uparrow\downarrow\uparrow$
$\eta^0$	$u\bar{u}d\bar{d}s\bar{s}$	$\uparrow\downarrow$	$\Sigma^+$	uud	$\uparrow\downarrow\uparrow$
K	$u\bar{s}$	$\uparrow\downarrow$	$\Sigma^+$	uds	$\uparrow\downarrow\uparrow$
$K^0$	$d\bar{s}$	$\uparrow\downarrow$	$\Sigma^-$	dds	$\uparrow\downarrow\uparrow$
$D^+$	$c\bar{d}$	$\uparrow\downarrow$	$\Xi^0$	uss	$\uparrow\downarrow\uparrow$
$D^0$	$c\bar{u}$	$\uparrow\downarrow$	$\Xi^-$	dss	$\uparrow\downarrow\uparrow$
$F^+$	$c\bar{s}$	$\uparrow\downarrow$	$\Omega^-$	sss	$\uparrow\downarrow\uparrow$
$B^+$	$u\bar{b}$	$\uparrow\downarrow$	$\Lambda_c^+$	udc	$\uparrow\downarrow\uparrow$
$B^0$	$d\bar{b}$	$\uparrow\downarrow$			

**Адроны** - неокрашенные частицы, поэтому кварки входят в их состав, сочетая разные цвета. Неокрашенными являются и лептоны - истинно элементарные частицы, но в отличие от адронов в них нет даже "скрытого" цвета. В связи с

этим существует точка зрения, что кварки, как окрашенные объекты, в свободном состоянии существовать не могут. Экспериментальные данные, полученные из рассеяния электронов и позитронов на протонах и нейтронах, позволили определить характеристики кварков и подтвердить кварковую структуру адронов.

### **3.5. Физическая картина мира**

Представления о мире, в котором живет человек, даже за последние триста лет претерпели существенные изменения. Ньютоном была создана механическая картина мира, которая описывалась основными законами механики. Макроскопические тела считались помещенными в пустое пространство, не зависящее и не связанное с этими телами, и двигались со скоростями много меньшими скорости распространения света в вакууме.

Эйнштейновская теория относительности показала, что пространство - время связано с материальными телами, а закономерности движения тел с большими массами и скоростями отличаются от закономерностей, введенных ньютоновской механикой.

Переход с макроскопического уровня представлений на молекулярный привел в микромир - мир атомов, ядер, элементарных частиц. Законы, действующие в микромире, существенным образом отличаются от законов макромира. Однако это не означает, что законы механики, правильно объясняющие явление макромира, не верны. Они включаются в новые представления и закономерности как предельный случай, справедливый при определенных условиях.

Развитие современной физики приводит к расширению познаний о мироздании, об его основах. Изучение элементарных частиц позволило внедриться на невероятную глубину строения материи. Логика развития науки показывает, что

это все не является конечным этапом развития представлений о мире. Дальнейшие достижения науки приведут к новым знаниям, к новому пониманию окружающего мира.

## РАЗДЕЛ II. ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

### 1. Основные формулы физики атомов и атомного ядра

1. Момент импульса электрона в боровской теории водородоподобного атома

$$mv_n r_n = n \frac{h}{2\pi},$$

$h$  - постоянная Планка;  $n$  - главное квантовое число,  $r_n$  - радиус  $n$ -ной орбиты электрона,  $v_n$  - скорость электрона на  $n$ -ной орбите.

2. Радиус  $n$ -ной стационарной орбиты

$$r_n = a_0 n^2,$$

где  $a_0 = 52,9$  пм - первый боровский радиус.

3. Скорость электрона на  $n$ -ной стационарной орбите

$$v_n = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 h n}.$$

4. Энергия электрона в атоме водорода и водородоподобном ионе

$$E_n = -\frac{mz^2 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2},$$

где  $e$  и  $m$  - заряд и масса покоя электрона;  $z$  - заряд ядра в относительных единицах;  $\varepsilon_0$  - абсолютная электрическая постоянная.

5. Частота фотона, испускаемого водородоподобным ионом

$$v = \frac{c}{\lambda} = Rcz^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

$R$  - постоянная Ридберга;  $n_1 \leq n_2 + 1$  - квантовые числа, соответствующие энергетическим уровням, между которыми совершается переход электрона в атоме.

6. Длина волны де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

где  $p = m_0 v$  - импульс микрочастицы,  $p = \frac{1}{c} \sqrt{(2E_0 + E_k)E_k}$  - импульс релятивистской частицы.

7. Массовое число ядра (число нуклонов)

$$A = Z + N,$$

где  $Z$  - зарядовое число ядра (число протонов) и  $N$  - число нейтронов.

8. Дефект массы

$$\Delta m = Zm_p + (A-Z)m_n - M_{\text{я}},$$

где  $m_p$  - масса нейтрона;  $M_{\text{я}}$  - масса ядра в а.е.м. (атомных единицах массы).

9. Энергия связи ядра

$$E_{\text{св}} = \Delta m c^2.$$

10. Удельная энергия связи, приходящаяся на один нуклон,

$$\varepsilon_{\text{уд}} = \frac{E_{\text{св}}}{A}.$$

11. Закон радиоактивного распада

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

где  $N_0$  - число ядер в начальный момент ( $t = 0$ ),  $\lambda$  - постоянная радиоактивного распада;  $N$  - число нераспавшихся ядер;  $\Delta N = N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t})$  - число распавшихся ядер.

12. Период полураспада

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

13. Среднее время жизни радиоактивного ядра

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

14. Активность радиоактивного изотопа

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$

$A_0$  - начальная активность изотопа.

15. Удельная активность изотопа

$$a = \frac{A}{m}$$

16. Тепловой эффект ядерной реакции

$$Q = c^2 \Delta m_p = c^2 (\sum m_{\text{исх}} - \sum m_{\text{прод}})$$

$m_{\text{исх}}$  - масса веществ, вступающих в ядерную реакцию,  $m_{\text{прод}}$  - масса продуктов ядерной реакции.

## 2. Примеры решения задач

**ПРИМЕР 1.** Вычислить радиус первой орбиты атома водорода (боровский радиус) и скорость электрона на этой орбите.

**РЕШЕНИЕ.** Согласно теории Бора, радиус  $r$  электронной орбиты и скорость  $v$  электрона на ней связаны равенством  $mvr = n\hbar$ . Так как в задаче требуется определить величины, относящиеся к первой орбите, то главное квантовое

число, относящиеся к первой орбите, то главное квантовое число  $n = 1$  и равенство примет вид

$$mvr = \hbar \quad (1)$$

Для определения двух неизвестных величин  $r$  и  $v$  необходимо еще одно уравнение. В качестве второго уравнения воспользуемся уравнением движения электрона. Согласно теории Бора, электрон вращается вокруг ядра. При этом сила взаимодействия между электрическими зарядами ядра и электрона сообщает электрону центростремительное ускорение. На основании второго закона Ньютона можно записать

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$$

( $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона), или

$$mv^2 = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (2)$$

Совместное решение неравенств (1) и (2) относительно  $r$  дает

$$r = 4\pi \epsilon_0 \hbar^2 / (me^2)$$

Подставив сюда значения  $\hbar, e, m$  и произведя вычисления, найдем боровский радиус:

$$r_1 = a_0 = 5,29 \cdot 10^{-11} \text{ м.}$$

Из равенства (1) получим выражение для скорости электрона на первой орбите

$$v = \hbar / (mr)$$

Произведя вычисления по этой формуле, найдем

$$v = 2,18 \text{ Мм/с.}$$

**ПРИМЕР 2.** Определить энергию  $\varepsilon$  фотона, соответствующего второй красной линии в первой инфракрасной серии (серии Пашена) атома водорода.

**РЕШЕНИЕ** энергия фотона, излучаемого атомом водорода при переходе с одной орбиты на другую,

$$\varepsilon = E_i \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right),$$

где  $E_i$  – энергия ионизации атома водорода;  $n_1 = 1, 2, 3$  – номер орбиты, на которую переходит электрон;  $n_2 = n_1 + 1; n_1 + 2; \dots; n_1 + m$  – номер орбиты, с которой переходит электрон;  $m$  – номер спектральной линии в данной серии. Для серии Пашена  $n_1 = 3$ ; для второй линии этой серии  $m = 2$ ,  $n_2 = n_1 + m = 3 + 2 = 5$ .

Подставив числовые значения, найдем энергию фотона:

$$\varepsilon = 0,97 \text{ эВ.}$$

**ПРИМЕР 3.** Электрон, начальной скоростью которого можно пренебречь, прошел ускоряющую разность потенциалов  $U$ . Найти длину волны де Бройля электрона для двух случаев: 1)  $U_1 = 51 \text{ В}$ ; 2)  $U_2 = 510 \text{ кВ}$ .

**РЕШЕНИЕ.** Длина волны де Бройля для частицы зависит от ее импульса  $p$  и определяется формулой

$$\lambda = h/p, \quad (1)$$

где  $h$  – постоянная Планка.

Импульс частицы можно определить, если известна ее кинетическая энергия –  $T$ . Связь импульса с кинетической энергией различна для нерелятивистского случая (когда кинетическая энергия частицы много меньше его энергии покоя) и для релятивистского случая (когда кинетическая энергия сравнима с энергией покоя частицы).

В нерелятивистском случае

$$p = \sqrt{2m_0 E_k}, \quad (2)$$

где  $m_0$  – масса покоя частицы.

В релятивистском случае

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{(2E_0 + E_k)E_k}, \quad (3)$$

где  $E_0 = m_0 c^2$  – энергия покоя частицы.

Формула (1) с учетом соотношений (2) и (3) запишется в нерелятивистском случае:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 E_k}}. \quad (4)$$

В релятивистском случае

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{(2E_0 + E_k)E_k}}. \quad (5)$$

Сравним кинетические энергии электрона, прошедшего заданные в условии задачи разности потенциалов  $U_1 = 51 \text{ В}$  и  $U_2 = 510 \text{ кВ}$ , с энергией покоя электрона. В зависимости от этого решим, какую из формул (4) или (5) следует применить для вычисления длины волны де Бройля.

Как известно, кинетическая энергия электрона, прошедшего ускоряющую разность потенциалов  $U$ , равна

$$T = eU.$$

В первом случае  $T_1 = eU_1 = 51 \text{ эВ} = 0,51 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ}$ , что много меньше энергии покоя электрона  $E_0 = m_0 c^2 = 0,51 \text{ МэВ}$ . Следовательно, в этом случае можно применить формулу (4). Для упрощения расчетов заметим, что  $T_1 = 10^{-4} m_0 c^2$ . Подставив это выражение в формулу (4), перепишем ее в виде:

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 \cdot 10^{-4} m_0 c^2}} = \frac{h \cdot 10^2}{\sqrt{2m_0 c}}.$$

Учитывая, что,  $h/m_0c$  есть комптоновская длина волны  $\Lambda$ , и так как  $\Lambda = 2,43$  пм (табл. 1 Приложения), то

$$\lambda_1 = \frac{10^2 \cdot 2,43}{\sqrt{2}} = 171 \text{ пм.}$$

Во втором случае кинетическая энергия  $T_2 = E \cdot U_2 = 0,51$  МэВ, то есть равна энергии покоя электрона. В этом случае необходимо применить релятивистскую формулу (5). Учитывая, что  $T_2 = 0,51$  МэВ  $= m_0c^2$ , по формуле (5) находим

$$\lambda_2 = \frac{hc}{\sqrt{(2m_0c^2 + m_0c^2) \cdot m_0c^2}} = \frac{h}{\sqrt{3}m_0c}$$

или

$$\lambda_2 = \frac{\Lambda}{\sqrt{3}}.$$

Подставим значения  $\Lambda$  и произведем вычисления:

$$\lambda_2 = \frac{2,43}{\sqrt{3}} \text{ пм} = 1,40 \text{ пм.}$$

**ПРИМЕР 4.** Определить начальную активность  $A_0$  радиоактивного изотопа магния  ${}^{27}_{9}\text{Mg}$  массой  $m = 0,2$  мкг, а также его активность  $A$  через время  $t = 6$  ч. Период полураспада  $T_{1/2}$  магния считать известным.

**РЕШЕНИЕ.** Активность  $A$  изотопа характеризует скорость радиоактивного распада и определяется отношением числа  $dN$  ядер, распавшихся за интервал времени  $dt$ , к этому интервалу:

$$A = -\frac{dN}{dt}. \quad (1)$$

Знак "-" показывает, что число  $N$  радиоактивных ядер с течением времени убывает.

Для того чтобы найти  $A$ , воспользуемся законом радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

где  $N$  - число радиоактивных ядер, содержащихся в изотопе, в момент времени  $t$ ;  $N_0$  - число радиоактивных ядер в момент времени, принятый за начальный ( $t = 0$ ),  $\lambda$  - постоянная радиоактивного распада. Продифференцируем выражение (2) по времени  $t$ :

$$dN = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} dt. \quad (3)$$

Исключив из формул (1) и (3)  $N$ , находим активность изотопа в момент времени  $t$ :

$$A = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (4)$$

Начальную активность  $A_0$  изотопа получим при  $t = 0$ :

$$A_0 = \lambda N_0. \quad (5)$$

Постоянная радиоактивного распада  $\lambda$  связана с периодом полураспада соотношением:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \quad (6)$$

Число  $N_0$  радиоактивных ядер, содержащихся в изотопе, равно произведению постоянной Авогадро  $N_A$  на количество вещества  $m/\mu$  данного изотопа:

$$N_0 = \frac{m}{\mu} N_A, \quad (7)$$

где  $m$  - масса изотопа;  $\mu$  - молярная масса с учетом выражений (6) и (7) формулы (4) и (5) принимают вид:

$$A_0 = \frac{m \cdot \ln 2}{\mu T_{1/2}} N_A, \quad (8)$$

$$A = A_0 e^{-\frac{\ln 2 - t}{T_{1/2}}} = \frac{m \ln 2}{\mu T_{1/2}} N_A e^{-\frac{\ln 2 - t}{T_{1/2}}} \quad (9)$$

Произведем вычисления, учитывая, что  $T_{1/2} = 10 \text{ мин} = 600 \text{ с}$  (см. табл.16 Приложения),  $\ln 2 = 0,693$ ,  $e = 6 \text{ ч} = 6 \cdot 3,6 \cdot 10^3 \text{ с} = 2,16 \cdot 10^4 \text{ с}$ :

$$A_0 = \frac{0,2 \cdot 10^9 \cdot 0,693}{27 \cdot 10^3} \cdot \frac{0,693}{600} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ Бк} = 5,1 \cdot 10^{12} \text{ Бк},$$

$$A = \frac{0,2 \cdot 10^{-9}}{27 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{0,693}{600} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ Бк} - \frac{0,693}{600} \cdot 2616 \cdot 10^4 \text{ Бк} = 81,3 \text{ Бк}.$$

**ПРИМЕР 5.** Вычислить дефект массы и энергию связи ядра  ${}^7_3\text{Li}$ .

**РЕШЕНИЕ.** Масса ядра всегда меньше суммы масс всех свободных (находящихся вне ядра) протонов и электронов, из которых ядро образовалось. Дефект массы ядра  $\Delta m$  и есть разность между суммой масс свободных нуклонов (протонов и нейтронов) и массой ядра, т.е.

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{я}}, \quad (1)$$

где  $Z$  – атомный номер (число протонов в ядре);  $A$  – массовое число (число нуклонов, составляющих ядро);  $m_p$ ,  $m_n$ ,  $M_{\text{я}}$  – соответственно массы протона, нейтрона и ядра.

В справочных таблицах всегда даются массы нейтральных атомов, а не ядер, поэтому формулу (1) целесообразно преобразовать так, чтобы в нее входила масса нейтрального атома  $M$ . Можно считать, что масса нейтрального атома равна сумме масс ядра и электронов, составляющих электронную оболочку атома:  $M = M_{\text{я}} + Zm_e$ , откуда

$$M_{\text{я}} = M - Zm_e. \quad (2)$$

Выразив в равенстве (1) массу ядер по формуле (2), получим

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M + Zm_e$$

или

$$\Delta m = Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n - M.$$

Замечая, что  $m_p + m_e = M_{\text{H}}$ , где  $M_{\text{H}}$  – масса атома водорода, окончательно находим

$$\Delta m = ZM_{\text{H}} + (A - Z)m_n - M. \quad (3)$$

Подставив в выражение (3) числовые значения масс (табл. 3 Приложения), получим

$$\Delta m = 3 \cdot 1,00783 + (7 - 3) \cdot 1,00867 - 7 \cdot 0,1601 \text{ а.е.м.} = 0,04216 \text{ а.е.м.}$$

В соответствии с законом пропорциональности массы и энергии

$$E_{\text{св}} = c^2 \Delta m, \quad (4)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме.

Коэффициент пропорциональности может быть выражен двояко:

$$c^2 = 9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}^2, \text{ или } c^2 = 9 \cdot 10^{16} \text{ Дж/кг}.$$

Если вычислить энергию связи, пользуясь внесистемными единицами, то  $c^2 = 931 \text{ МэВ/а.е.м.}$  С учетом этого формула (4) примет вид

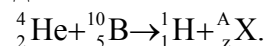
$$E = 931 (\text{МэВ}) / \text{а.е.м.} \cdot \Delta m. \quad (5)$$

Подставив найденное значение дефекта массы ядра в формулу (5), получим

$$E = 931 \cdot 0,04216 (\text{МэВ}) = 39,2 \text{ МэВ}.$$

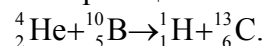
**ПРИМЕР 6.** При соударении  $\alpha$ -частицы с ядром атома бора  ${}^{10}_5\text{B}$  произошла ядерная реакция, в результате которой образовалось два новых ядра. Одним из этих ядер было ядро водорода  $\text{H}^1$ . Определить порядковый номер и массовое число второго ядра, дать символическую запись ядерной реакции и определить ее энергетический эффект.

**РЕШЕНИЕ.** Обозначим неизвестное ядро символом  ${}^A_z\text{X}$ . Так как  $\alpha$  - частица представляет собой ядро гелия  ${}^4_2\text{He}$ , запись реакции имеет вид:



Применив закон сохранения числа нуклонов, получим уравнение:  $4+10 = 1+A$ , откуда  $A = 13$ . Применив закон сохранения заряда, получим уравнение:  $2+5 = 1+Z$ , откуда  $Z = 6$ . Следовательно, неизвестное ядро является ядром атома изотопа углерода  ${}^{13}_6\text{C}$ .

Теперь можем записать реакцию в окончательном виде:



Энергетический эффект ядерной реакции определяется по формуле:

$$Q = 931[(m_{\text{He}} + m_{\text{B}}) - (m_{\text{H}} + m_{\text{C}})].$$

Здесь в первых круглых скобках указаны массы исходных ядер, во вторых скобках - массы ядер - продуктов реакции. При числовых подсчетах по этой формуле массы ядер заменяют массами нейтральных атомов. Возможность такой замены вытекает из следующих соображений.

Число электронов в электронной оболочке нейтрального атома равно его зарядовому числу  $Z$ . Сумма зарядовых чисел исходных ядер равна сумме зарядовых чисел ядер - продуктов реакции. Следовательно, электронные оболочки ядер

гелия и бора содержат вместе столько же электронов, сколько их содержат электронные оболочки ядер углеродов и водорода.

Очевидно, что при вычитании суммы масс нейтральных атомов углерода и водорода из суммы масс атомов гелия и бора массы электронов выпадут, и мы получим тот же результат, как если бы брали массы ядер. Подставив массы атомов (табл. 3 Приложения) в расчетную формулу, получим:

$$Q = 931 [(4,00260 + 10,01294) - (1,00783 + 13,00335)] \text{ МэВ} = 4,06 \text{ МэВ}.$$

### 3. Задачи для самостоятельного решения

1. Определить длину волны излучения, поглощаемого атомом водорода при переходе его электрона со второй стационарной орбиты на четвертую, если энергия атома водорода в основном состоянии  $E_1 = -13,53 \text{ эВ}$  [660нм].
2. Наименьший радиус орбиты электрона в невозбужденном атоме водорода  $r_1 = 5,28 \cdot 10^{-11} \text{ м}$ . Определить радиус орбиты электрона и его линейную скорость в атоме водорода, когда атом находится на третьем энергетическом уровне [0,48нм; 708км/с].
3. Определить длину волны де Бройля электрона, если его скорость  $v = 1 \text{ Мм/с}$  [727пм].
4. Электрон прошел ускоряющую разность потенциалов  $U = 30 \text{ В}$ . Найти длину волны де Бройля [ $2,2 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ ].
5. Какое количество энергии выделится при образовании ядра атома изотопа гелия  ${}^3_2\text{He}$  из свободных, т.е. не взаимодействующих между собой нуклонов [7,7 МэВ].
6. Определить удельную энергию связи  $\epsilon_{\text{уд}}$  в ядре атома изотопа урана  ${}^{238}_{92}\text{U}$ ;  $M_{\text{я}} = 238,12376 \text{ а.е.м}$  [7,58МэВ].



7. Имелось некоторое количество радиоактивного серебра. Масса радиоактивного серебра уменьшилась в 8 раз за 810 сут. Определить период полураспада радиоактивного серебра [270 сут.].
8. Сколько ядер атомов радиоактивного кальция распадается за сутки из миллиона атомов, если период полураспада кальция 164 сут ( $\approx 4226$ )?
9. Определить энергетический выход ядерной реакции  ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$  [3,3 МэВ].
10. Найти энергию, выделяющуюся в ходе реакции  ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$  [17,3 МэВ].

#### 4. Контрольная работа 6

Вариант	Номера задач					
1	601	611	621	631	641	651
2	602	612	622	632	642	652
3	603	613	623	633	643	653
4	604	614	624	634	644	654
5	605	615	625	635	645	655
6	606	616	626	636	646	656
7	607	617	627	637	647	657
8	608	618	628	638	648	658
9	609	629	629	639	649	659
0	610	620	630	640	650	660

601. Найти наибольшую  $\lambda_{\max}$  и наименьшую  $\lambda_{\min}$  длины волн в первой инфракрасной серии водорода (серия Пашена).

602. При переходе электронов в атоме водорода с четвертой стационарной орбиты на вторую излучаются фотоны с энергией  $4,04 \cdot 10^{-19}$  Дж. Определить длину волны этой линии спектра.

603. Вычислить по теории Бора радиус  $r_2$  второй стационарной орбиты и скорость  $V_2$  электрона на этой орбите для атома водорода.

604. Электрон в атоме водорода находится на втором энергетическом уровне. Определить кинетическую  $T$ , потенциальную  $П$  и полную  $E$  энергии электрона. Ответ выразить в электрон-вольтах.

605. Какую энергию должен иметь фотон, чтобы перевести атом водорода из основного состояния в состояние с  $n = 3$ ?

606. Невозбужденный атом водорода поглощает квант излучения с длиной волны  $\lambda = 1215$  нм. Вычислить по теории

Бора радиус электронной орбиты возбужденного атома водорода.

607. Вычислить по теории Бора период  $T$  вращения электрона в атоме водорода, находящегося в возбужденном состоянии, определяемом главным квантовым числом  $n = 2$ .

608. Во сколько раз изменится период  $T$  вращения электрона в атоме водорода, если при переходе в невозбужденное состояние атом излучил фотон с длиной волны  $\lambda = 97,5$  нм?

609. Определить частоту  $f$  вращения электрона на второй орбите атома водорода.

610. На сколько изменилась кинетическая энергия электрона в атоме водорода при излучении атомом фотона с длиной волны  $\lambda = 435$  нм?

611. В однозарядном ионе лития электрон перешел с четвертого энергетического уровня на второй. Определить длину волны  $\lambda$  излучения, испущенного ионом лития.

612. В однозарядном ионе гелия электрон перешел со второго энергетического уровня на первый. Определить длину волны  $\lambda$  излучения, испущенного ионом гелия.

613. Вычислить по теории Бора радиус  $r_1$  первой борской орбиты и скорость  $V_1$  электрона на этой орбите для иона  $\text{He}^+$ .

614. Определить первый потенциал  $\varphi_1$  возбуждения и энергию ионизации  $E_1$  иона  $\text{He}^+$ , находящегося в основном состоянии.

615. Определить наименьшую энергию, необходимую для возбуждения полного спектра дважды ионизированных атомов лития.

616. Определить скорость электрона на второй и третьей орбите в дважды ионизированном атоме лития.

617. Определить первый потенциал возбуждения иона  $\text{B}^{3+}$ .

618. Определить период обращения электрона на второй орбите в ионе  $\text{He}^+$ .

619. Определить радиус второй и третьей электронных орбит в ионе  $\text{Li}^{2+}$ .

620. Какую наименьшую скорость должен иметь электрон, чтобы при соударении с ионом  $\text{B}^{3+}$  вызвать излучение хотя бы одной спектральной линии?

621. Электрон обладает кинетической энергией  $T = 0,51$  МэВ. Во сколько раз изменится длина волны де Бройля, если кинетическая энергия  $T$  электрона возрастает вдвое?

622. Определить длины волн де Бройля электрона и протона, прошедших одинаковую ускоряющую разность потенциалов  $U = 100$  В.

623. Электрон обладает кинетической энергией  $T = 100$  эВ. Определить величину дополнительной энергии  $\Delta T$ , которую необходимо сообщить электрону для того, чтобы длина волны де Бройля уменьшилась вдвое.

624. Определить длину волны де Бройля  $\lambda$  электрона, кинетическая энергия которого  $T = 1,02$  МэВ.

625. Определить скорость  $V$  электрона, при которой длина волны де Бройля  $\lambda = 0,01$  А.

626. Определить энергию  $\Delta T$ , которую необходимо дополнительно сообщить электрону, чтобы его длина волны де Бройля уменьшилась от  $\lambda_1 = 0,2$  мм до  $\lambda_2 = 0,1$  нм.

627. На сколько по отношению к комнатной должна измениться температура идеального газа, чтобы длина волны де Бройля его молекул уменьшилась на 20%?

628. Протон обладает кинетической энергией  $T = 1$  кэВ. Определить дополнительную энергию  $\Delta T$ , которую необходимо ему сообщить для того, чтобы длина волны  $\lambda$  де Бройля уменьшилась в три раза.

629. Определить длины волн де Бройля  $\alpha$ -частицы и протона, прошедших одинаковую ускоряющую разность потенциалов  $U = 1$  кВ.

630. Кинетическая энергия  $T$  электрона равна удвоенному значению энергии покоя ( $2m_0c^2$ ). Вычислить длину волн  $\lambda$  де Бройля для такого электрона.

631. Найти удельную энергию  $E_{уд}$  связи ядра  ${}^{11}_5\text{B}$ .

632. Какова наименьшая энергия  $E_{min}$ , которую нужно затратить для расщепления ядра  ${}^9_4\text{Be}$  на отдельные нуклоны?

633. Определить дефект массы  $\Delta m$  и энергию связи  $E_{св}$  ядра  ${}^7_4\text{Li}$ .

634. Во сколько раз отличается удельная энергия связи для ядер  ${}^3_2\text{He}$  и  ${}^3_1\text{H}$ ?

635. Определить удельную энергию связи  $\epsilon_{уд}$  ядра  ${}^{12}_6\text{C}$ ?

636. Какую минимальную энергию  $E_{min}$  нужно затратить, чтобы удалить из ядра  ${}^4_2\text{He}$ : 1) один нейтрон; 2) один протон? Объяснить, почему эти энергии различны.

637. Вычислить дефект массы и энергию связи ядер дейтерия  ${}^2_1\text{H}$  и трития  ${}^3_1\text{H}$ .

638. Вычислить дефект массы и энергию связи изобаров  ${}^{20}_{10}\text{Ne}$  и  ${}^{20}_9\text{F}$ . Сравнить удельные энергии связи.

639. Как отличается удельная энергия связи для изотопов кислорода  ${}^{16}_8\text{O}$  и  ${}^{17}_8\text{O}$ ?

640. Какую минимальную энергию  $E_{min}$  надо затратить, чтобы удалить один нейтрон из ядра атома бора  ${}^{11}_5\text{B}$ ?

641. Найти период полураспада  $T_{1/2}$  радиоактивного изотопа, если его активность за время  $t = 10$  суток уменьшилась на 24% по сравнению с первоначальной.

642. Определить, какая доля радиоактивного изотопа  ${}^{225}_{89}\text{Ac}$  распадается в течение времени  $t = 6$  суток.

643. Активность  $A$  некоторого изотопа за время  $t = 10$  суток уменьшилась на 20%. Определить период полураспада  $T_{1/2}$  этого изотопа.

644. Определить массу  $m$  изотопа  ${}^{131}_{53}\text{I}$ , имеющего активность  $A = 37$  ГБк.

645. Найти среднюю продолжительность жизни  $\tau$  атома радиоактивного изотопа кобальта  ${}^{60}_{27}\text{Co}$ .

646. Счетчик  $\alpha$ -частиц, установленный вблизи радиоактивного изотопа, при первом измерении регистрировал  $N_1 = 1400$  частиц в минуту, а через время  $t = 4$  ч - только  $N_2 = 400$ . Определить период полураспада  $T_{1/2}$  изотопа.

647. Во сколько раз уменьшится активность изотопа  ${}^{32}_{15}\text{P}$  через время  $t = 20$  суток?

648. На сколько процентов уменьшится активность изотопа иридия  ${}^{192}_{77}\text{Ir}$   $t = 15$  суток?  $T_{1/2} = 74$  дня.

649. Определить число  $\Delta N$  ядер, распадающихся в течение времени: 1)  $t_1 = 1$  мин; 2)  $t_2 = 5$  сут, - в радиоактивном изотопе фосфора  ${}^{31}_{16}\text{P}$  массой  $m = 1$  мг.

650. Из каждого миллиона атомов радиоактивного изотопа каждую секунду распадается 200 атомов. Определить период полураспада  $T_{1/2}$  изотопа.

651. Вычислить энергию ядерной реакции  ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$ . Освобождается или поглощается эта энергия?

652. Вычислить энергию ядерной реакции  ${}^3_2\text{He} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^2_1\text{H}$ . Освобождается или поглощается эта энергия?

653. Какая частица выделится при реакции  ${}^3_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + X$ ? Вычислить энергию ядерной реакции. Освобождается или поглощается эта энергия?

654. Вычислить энергию ядерной реакции  ${}^7_3\text{Li} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + {}^1_0\text{n}$ . Освобождается или поглощается эта энергия?

655. Определить неизвестный продукт реакции  ${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^1_0\text{n} + X$ . Вычислить энергию ядерной реакции. Освобождается или поглощается эта энергия?

656. Определить какая частица вызвала следующую ядерную реакцию  ${}^{10}_5\text{B} + X \rightarrow {}^7_3\text{Li} + {}^4_2\alpha$ . Вычислить энергию ядерной реакции. Освобождается или поглощается эта энергия?

657. Вычислить энергию связи ядерной реакции  ${}^{20}_{10}\text{Ne} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^{20}_9\text{F} + {}^1_1\text{H}$ . Освобождается или поглощается эта энергия?

658. Вычислить энергию ядерной реакции  ${}^1_1\text{H} + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^3_2\text{He}$ . Освобождается или поглощается эта энергия?

659. Вычислить энергию ядерной реакции  ${}^3_2\text{He} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^3_1\text{H} + {}^1_1\text{p}$ . Освобождается или поглощается эта энергия?

660. Вычислить энергию ядерной реакции  ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$ . Освобождается или поглощается эта энергия?

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### 1. Основные физические постоянные (округленные значения)

Физическая постоянная	Обозначение	Значение
Нормальное ускорение свободного падения	$g$	$9,81 \text{ м/с}^2$
Гравитационная постоянная	$G$	$6,67 \cdot 10^{-11} (\text{кг} \cdot \text{м/с}^2)$
Постоянная Авогадро	$N_A$	$6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Молярная газовая постоянная	$R$	$8,31 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$
Постоянная Больцмана	$k$	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Стандартный объем	$V_m$	$22,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{моль}$
Элементарный заряд	$e$	$1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Скорость света в вакууме	$c$	$3,00 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Постоянная Стефана-Больцмана	$\sigma$	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$
Постоянная Вина	$b$	$2,90 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$
Постоянная Планка	$h$	$6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
	$\hbar$	$1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Постоянная Ридберга	$R$	$1,10 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Радиус Бора	$a$	$0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Комптоновская длина волны электрона	$\lambda$	$2,43 \cdot 10^{-12} \text{ м}$
Магнетон Бора	$\mu_B$	$0,927 \cdot 10^{-23} \text{ А} \cdot \text{м}^2$
Энергия ионизации атома водорода	$E_1$	$2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Дж}$ (13,6эВ)
Атомная единица массы	а.е.м.	$1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Электрическая постоянная	$\epsilon_0$	$8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Магнитная постоянная	$\mu_0$	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$

### 2. Энергия ионизации

Вещество	$E_i, \text{ Дж}$	$E_i, \text{ эВ}$
Водород	$2,18 \cdot 10^{-18}$	13,6
Гелий	$3,94 \cdot 10^{-18}$	24,6
Литий	$1,21 \cdot 10^{-17}$	75,6
Ртуть	$1,66 \cdot 10^{-18}$	10,4

### 3. Массы атомов легких изотопов

Изотоп	Символ	Масса а.е.м.	Изотоп	Символ	Масса а.е.м.
Нейтрон	${}_0^1n$	1,00867	Бор	${}_{5}^{10}B$	10,01294
				${}_{5}^{11}B$	11,00930
Водород	${}_1^1H$	1,00783	Углерод	${}_{6}^{12}C$	12,00000
	${}_1^2H$	2,01410		${}_{6}^{13}C$	13,00335
	${}_1^3H$	3,01605		${}_{6}^{14}C$	14,00324
Гелий	${}_2^3He$	3,01603	Азот	${}_{7}^{14}N$	14,00307
	${}_2^4He$	4,00260			
Литий	${}_3^6Li$	6,01513	Кислород	${}_{8}^{16}O$	15,99491
	${}_3^7Li$	7,01601		${}_{8}^{17}O$	16,99913
Бериллий	${}_4^7Be$	7,01693	Неон	${}_{10}^{20}Ne$	19,9920
	${}_4^8Be$	9,01219		Фтор	${}_{9}^{20}F$

#### 4. Масса и энергия покоя некоторых частиц

Частица	$m_0$		$E_c$	
	Кг	а.е.м.	Дж	МэВ
Электрон	$9,11 \cdot 10^{-31}$	0,00055	$8,16 \cdot 10^{-14}$	0,511
Протон	$1,672 \cdot 10^{-27}$	1,00728	$1,50 \cdot 10^{-10}$	938
Нейтрон	$1,675 \cdot 10^{-27}$	1,00867	$1,51 \cdot 10^{-10}$	939
Дейтрон	$3,35 \cdot 10^{-27}$	2,01355	$3,00 \cdot 10^{-10}$	1876
$\alpha$ -частица	$6,64 \cdot 10^{-27}$	4,00149	$5,96 \cdot 10^{-10}$	3733
Нейтральный мезон	$2,41 \cdot 10^{-28}$	0,14498	$2,16 \cdot 10^{-11}$	135

#### 5. Период полураспада радиоактивных изотопов

Изотоп	Символ	Период полураспада
Актиний	${}_{89}^{225}\text{Ac}$	10 сут
Иод	${}_{53}^{131}\text{I}$	8 сут
Кобальт	${}_{27}^{60}\text{Co}$	5,3 г
Магний	${}_{12}^{27}\text{Mg}$	10 мин
Радий	${}_{86}^{226}\text{Ra}$	1620 лет
Радон	${}_{86}^{222}\text{Rn}$	3,8 сут
Стронций	${}_{38}^{90}\text{Sr}$	27 лет
Фосфор	${}_{15}^{32}\text{P}$	14,3 сут
Цезий	${}_{58}^{144}\text{Ce}$	265 сут
Иридий	${}_{77}^{192}\text{Ir}$	74 дня